



# Production et étude des fragments de fission, de LOHENGRIN à ALTO

Fadi Ibrahim

## ► To cite this version:

Fadi Ibrahim. Production et étude des fragments de fission, de LOHENGRIN à ALTO. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. tel-00009789

**HAL Id: tel-00009789**

**<https://theses.hal.science/tel-00009789>**

Submitted on 21 Jul 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Denis DIDEROT – PARIS 7  
HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Physique nucléaire

Présentée et soutenue publiquement

par

Fadi IBRAHIM

le 28 juin 2005

TITRE :

Production et étude des fragments de fission

De LOHENGRIN à ALTO

Composition du jury :

M. Christian BOURGEOIS  
Mme Dominique GUILLEMAUD MUELLER  
M. Yuri OGANESSIAN  
M. Dominique GOUTTE  
M. Daniel GUERREAU  
M. Philippe CHOMAZ



# Table des matières

<b>I.</b>	<b>Introduction .....</b>	<b>6</b>
<b>II.</b>	<b>Techniques « en vol » : expériences « isomères <math>\mu</math>s » à LOHENGRIN.....</b>	<b>8</b>
	A. Introduction et contexte international.....	8
	B. Le spectromètre LOHENGRIN.....	9
	C. Mesure et identification d'isomères $\mu$ s.....	10
	1. Technique expérimentale.....	10
	2. Résultats expérimentaux.....	13
	3. Schémas de niveaux et discussion.....	15
	a. $^{88}\text{Br}$	
	b. $^{94}\text{Y}$	
	c. $^{96}\text{Rb}$	
	d. $^{100}\text{Nb}$	
	e. $^{106}\text{Nb}$	
	D. Poursuite du programme .....	26
<b>III.</b>	<b>Techniques ISOL : le programme PARRNe de l'IPN</b>	
	A. Introduction .....	28
	B. Les cibles : le problème des temps de sorties.....	30
	1. Sortie des éléments.....	30
	2. Caractérisation d'une cible ISOL pour la fission.....	31
	C. Les sources : universelles ou sélectives ? .....	33
	D. Le programme PARRNe.....	34

1. Quel faisceau et à quelle énergie.....	34
a. Production des fragments de fission	
b. La ligne PARRNe1	
c. Production avec des neutrons rapides	
d. Production par photofission	
2. la ligne ISOL PARRNe2.....	44
3. Développement de cibles.....	47
a. Développement d'une cible d'uranium liquide	
b. Production de cibles de carbure d'uranium à l'IPN	
c. Développement de la cible pour SPIRAL2	
4. Développement de sources.....	53
a. Source universelle ? l'exemple de la source à plasma chaud	
b. Source sélective ? ionisation de surface et laser	
5. mesure des temps de sorties.....	60
 <b>IV. Evolution de la magicité dans la région N=50.....</b>	<b>63</b>
A. Introduction et contexte international.....	62
B. Initiation de la thématique N=50 à PARRNe.....	64
1. Expériences « $\beta$ decay » à PARRNe.....	64
a. Etude du noyau « N=51 » $^{83}\text{Ge}$	
b. Etude du noyau « N=50 » $^{81}\text{Ga}$	
c. Déformation et appariement dans la couche $g_{9/2}$	
2. Interprétation.....	74
C. Paysage théorique.....	80
D. Résumé et perspectives.....	82
 <b>V. Le projet ALTO : vers SPIRAL2 et EURISOL.....</b>	<b>85</b>
A. Description générale du projet.....	85

<b>B. Organisation et aspects techniques.....</b>	<b>88</b>
1. Projet technique.....	88
a) L'accélérateur	
b) Les aires expérimentales	
2. lien avec d'autres projets de recherches et développement.....	95
<b>C. Programme de recherche.....</b>	<b>95</b>
1. Spectroscopie des noyaux exotiques autour de N=50.....	95
a) ALTO en cible épaisse	
b) Développement d'une ligne IGISOL	
2. Spectroscopie gamma prompte auprès d'ALTO.....	100
3. Etude du r-process à ALTO.....	104
4. Production de cibles radioactives à ALTO.....	108
5. Spectroscopie laser : vers $^{78}\text{Ni}$ .....	110
6. Mesures de masses.....	112
7. Spectroscopie des lanthanides.....	115
8. Purification isobarique .....	115

# I. Introduction

L'étude des noyaux loin de la stabilité est constitutive de l'histoire de la physique nucléaire dès son origine, et connaît un essor considérable. Parmi les nucléides les plus éphémères, ceux situés aux frontières de notre connaissance sont qualifiés d'« exotiques ». Etudier ces noyaux, c'est se donner la chance d'accéder à des informations nouvelles sur la structure nucléaire et ainsi mesurer la solidité de notre conception de la matière nucléaire et sa validité lorsque cette dernière est poussée dans des états « extrêmes ».

Cette quête ne date pas d'hier. Les premiers noyaux exotiques (en leur temps) ont été découverts en 1934. Ce sont les premiers radioéléments artificiels produits par Irène et Frédéric Joliot-Curie, fondateurs de l'Institut de Physique Nucléaire, noyaux de  $^{13}\text{N}$ ,  $^{30}\text{P}$  et  $^{27}\text{Si}$  obtenus en bombardant des cibles de bore, d'aluminium et de magnésium avec les  $\alpha$  de la radioactivité spontanée du radium.

Ainsi pour la première fois dans l'histoire, des êtres humains créaient de nouveaux noyaux de vies trop courtes pour avoir subsisté sur terre depuis leur formation dans les chaudrons cosmiques que sont les étoiles.

Comment *produit-t-on* des noyaux radioactifs ? *Produire* c'est d'une part mettre en jeu la réaction nucléaire susceptible de **créer** les noyaux d'intérêt, mais également **rendre disponibles** ces noyaux fraîchement créés pour l'expérience. Pour qu'une réaction nucléaire ait lieu il est nécessaire que deux noyaux entrent en contact, plus ou moins violemment ; en général un noyau projectile est envoyé sur un noyau cible. Historiquement, comme dans l'expérience des Joliot l'énergie fournie aux projectiles était d'origine « naturelle » : les particules alpha de la radioactivité naturelle, puis les neutrons produits eux même par transmutation ; mais très vite, afin de diversifier les projectile et les énergies disponibles (et donc les réactions nucléaires possibles) l'homme a fourni lui-même cette énergie en construisant des accélérateurs.

Les avancées dans la *production* de noyaux exotiques se sont ainsi faites au rythme du développement des technologies d'accélérateurs et de l'augmentation des connaissances des mécanismes de réaction.

Les difficultés inhérentes aux techniques de production des noyaux exotiques ont laissé en particulier une grande part des noyaux riches en neutrons dans l'inconnu. Afin d'accéder à ces réserves de découvertes intactes, il est nécessaire de produire ces noyaux exotiques non seulement en plus grande quantité possible mais aussi sous forme de faisceaux accélérés. Les problèmes que soulève la mise en œuvre de tels faisceaux d'ions radioactifs suscite à l'heure actuelle un énorme effort de recherche et développement au sein de notre discipline.





## II. Techniques « en vol » : expériences « isomères $\mu$ s » à LOHENGRIN

### A. Introduction et contexte international

L'étude des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité a beaucoup progressé ces dix dernières années, et a permis d'appréhender le comportement de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes (ici rapport  $N/Z$  très grand). La détermination de grandeurs fondamentales (excès de masse, durée de vie, énergie d'excitation, forme et distribution de la matière) permet de tester les différents modèles nucléaires pour des noyaux éloignés de la stabilité. La principale difficulté consiste en la production et la sélection de ces espèces éphémères.

Pour cela plusieurs méthodes sont utilisées : production d'isotopes par fragmentation de la cible par des faisceaux de protons (ISOLDE), production par des réactions induites par des faisceaux d'ions lourds telles que la fusion-évaporation ( $SARA^+$ ,  $VIVITRON^+$ , Tandem d'Orsay), production par fragmentation du projectile (GANIL), production par fission. Ainsi parmi les méthodes de production des noyaux riches en neutrons proches de  $Z=28$  employées jusqu'à maintenant, on distingue essentiellement les collisions profondément inélastiques d'ions lourds, la fragmentation du projectile et la fission en cible mince.

Les informations sur les états excités des noyaux riches en neutrons et situés très loin de la ligne de stabilité restent très difficiles à obtenir. Un moyen d'obtenir des informations sur les états excités de ces noyaux est d'étudier la décroissance d'isomère de la microseconde, lorsque ceux ci existent.

La spectroscopie gamma de fragments obtenus dans des collisions d'ions lourds profondément inélastiques en utilisant comme projectiles  $^{64}\text{Ni}$  ou  $^{70}\text{Zn}$  a permis de mettre en évidence des états de longue durée de vie comme l'état  $8^+$  dans  $^{68}\text{Ni}_{40}$  ou  $19/2^-$  dans  $^{69}\text{Cu}_{40}$  [pax94, bro95, ish00, ish02].

La fragmentation du projectile comme  $^{86}\text{Kr}$  ou  $^{70}\text{Zn}$  au GANIL suivi d'analyse en vol des fragments dans le spectromètre LISE3 ont permis l'étude de la décroissance d'états isomères dans la région  $Z=28$  et  $N=40$  [grz98] et ont permis en particulier de déterminer la valeur du  $B(E2)$  entre l'état fondamental et le premier état excité  $2^+$  du noyau  $^{68}\text{Ni}_{40}$  [sor02].

## B. Le spectromètre LOHENGRIN

Le spectromètre de masse LOHENGRIN est un spectromètre à recul installé auprès du Réacteur à Haut Flux de l'Institut Laue Langevin à Grenoble [mol77]. La figure 1 donne la vue d'ensemble du spectromètre.

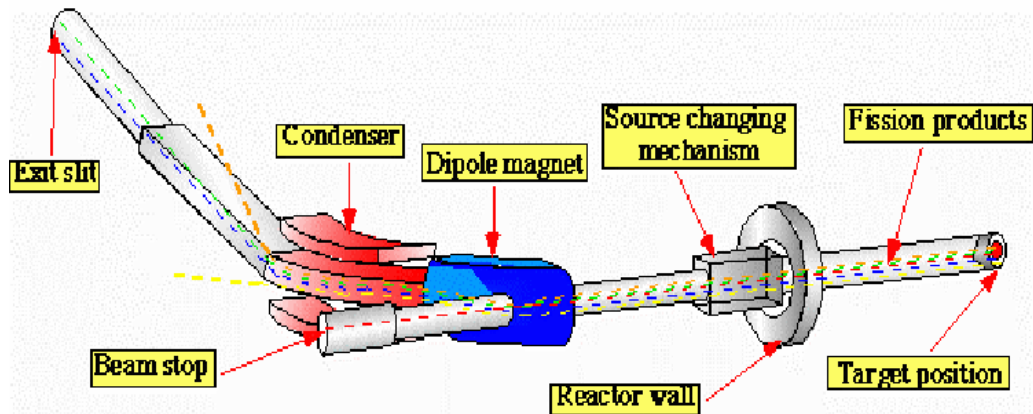


Fig. 1 Le spectromètre LOHENGRIN

Une cible mince constituée de quelques centaines de  $\mu\text{g par cm}^2$  de matière fissile est placée près du coeur du réacteur, dans un flux de neutrons thermique d'environ  $5 \cdot 10^{14} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . A titre d'exemple, si la cible utilisée consiste en un dépôt d'oxyde d'uranium enrichi à 93% en  $^{235}\text{U}$ , cela correspond à environ  $2,3 \cdot 10^{11} \text{ fissions.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

Les fragments de fission possèdent une énergie de  $\sim 200 \text{ MeV}$ , sortent de la cible avec très peu de perte d'énergie et poursuivent leur chemin le long du tube. Ces fragments de fission subissent alors deux champs de déviations constitués par un secteur magnétique et un secteur électrostatique, séparés spatialement et dont les plans de déviations sont perpendiculaires entre eux.

Grâce à la combinaison de ces deux champs déflecteurs, il est possible de disposer pour chaque charge ionique comprise entre environ 18 et 25 d'une séparation en masse et en énergie cinétique. Les fragments de fission ayant le même rapport masse sur charge ionique ( $A/q$ ) sont collectés sur une même parabole. La position de ces fragments le long de la parabole est définie par la valeur du rapport entre leur énergie cinétique et leur charge. Le pouvoir de résolution en masse  $\Delta A/A$  dépend de l'ouverture plus ou moins grande des différents diaphragmes et collimateurs situés sur le trajet du faisceau. Bien entendu, une haute résolution s'accompagne d'une perte importante dans le taux de comptage et il

convient, comme habituellement, de trouver un compromis entre l'obtention d'une activité maximale et le risque de contamination due aux paraboles voisines ( $A/q$ ) voisins. Lorsque la résolution en énergie n'est pas cruciale pour l'expérience, il est possible d'utiliser en bout de spectromètre un deuxième aimant servant à focaliser environ 40 cm d'une parabole en une tâche de quelques  $\text{cm}^2$ . Cet aimant appelé RED pour Reverse Energy Dispersion a été utilisé lors de toutes les expériences décrites. Le temps de vol des fragments de fission depuis leur création jusqu'au point de détection est de l'ordre de la  $\mu\text{s}$  ce qui permet d'étudier la décroissance des isomères  $\mu\text{s}$  produits.

## C. Mesure et identification d'isomères $\mu\text{s}$

### 1. Technique expérimentale

Au cours de mon séjour à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble dans l'équipe de J. A. Pinston, j'ai participé activement au montage ainsi qu'à la plus grande partie du dépouillement d'une expérience d'identification d'isomère de périodes de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ . Afin d'effectuer cette expérience le spectromètre LOHENGRIN à l'ILL a été utilisé pour séparer les fragments de fission issus d'une cible de  $^{241}\text{Pu}$  d'environ  $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (1 mg au total). L'aimant RED a également été utilisé afin de focaliser les fragments recherchés au point de détection. Le dispositif expérimental utilisé lors de cette expérience est schématisé sur les figures 2 à 4.

Les fragments de fissions, préalablement sélectionnés suivant leur rapport  $A/q$  par LOHENGRIN, passent à travers un détecteur à gaz de 13cm de long et jouant le rôle de  $\Delta E$ , puis sont arrêtés dans un détecteur Si qui mesure l'énergie résiduelle. La corrélation en temps entre l'arrivée des fragments de fissions et l'émission d'un gamma supposé désexciter un isomère était mesurée par un simple convertisseur temps amplitude : le signal « START » était produit par le détecteur Si à l'arrivée d'un fragment de fission alors que le signal « STOP » était généré par la détection d'un gamma dans l'un des deux détecteurs Ge gros volumes. L'ouverture en temps pour détecter une coïncidence était de  $20\mu\text{s}$ . Au cours de cet intervalle en temps, les coïncidences « promptes » entre les deux détecteurs Ge étaient également enregistrées afin de pouvoir établir des schémas de niveaux.

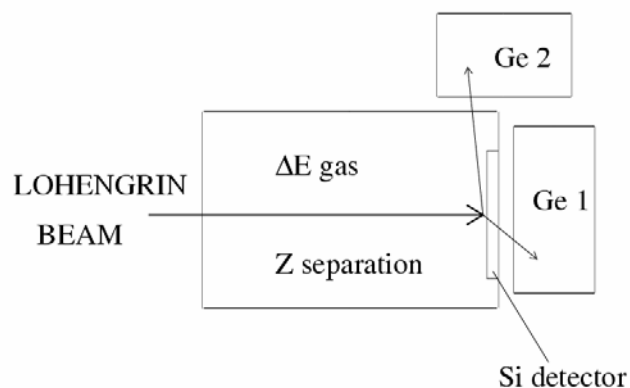


Fig. 2 Représentation schématique du dispositif expérimental

Les premières expériences auxquelles j'ai participé disposaient de deux détecteurs Ge gros volumes. Il est apparu assez rapidement à l'équipe de J. A. Pinston qu'il était également indispensable d'associer à la détection un détecteur Si refroidi afin de détecter les électrons de conversions. En effet la détection de ces électrons de conversion est indispensable pour

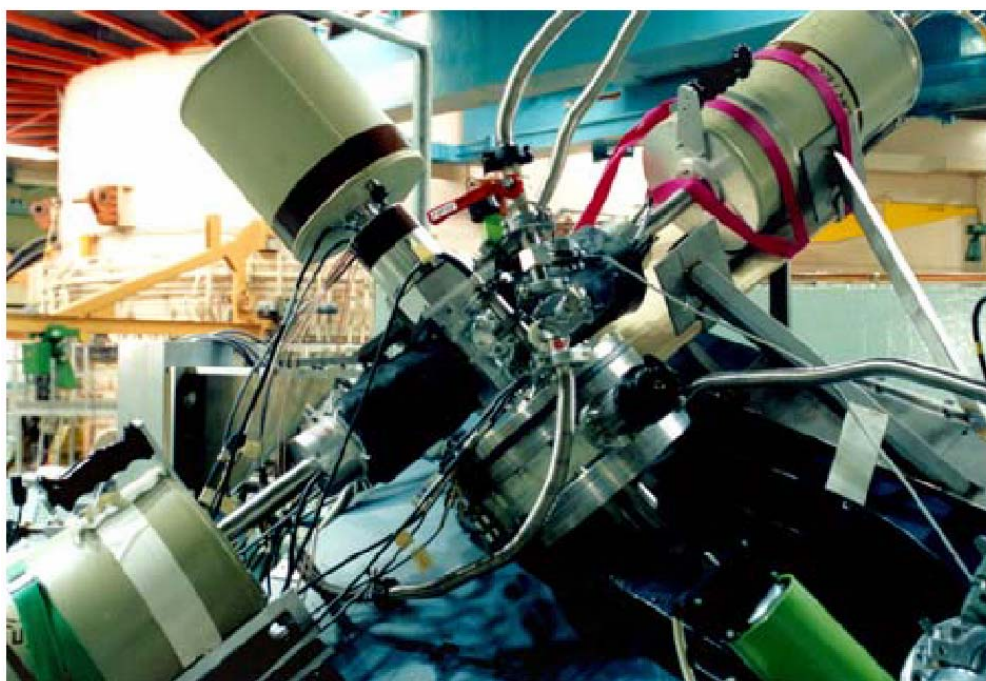


Fig. 3 Photographie du dispositif expérimental à l'ILL

déterminer de manière claire la multipolarité des transitions isomériques, par définition très bien converties. La figure 3 représente le dispositif expérimental complété du détecteur Si(Li).

Afin de pouvoir détecter les électrons de conversion avec une bonne résolution, il a été nécessaire de ralentir le faisceau issu de LOHENGRIN et de l'implanter dans une feuille de mylar de  $2\mu\text{m}$  d'épaisseur.

La figure 4. montre un exemple de distribution en temps enregistrée par le convertisseur temps amplitude lorsque la masse A=94 est sélectionnée par le spectromètre LOHENGRIN.

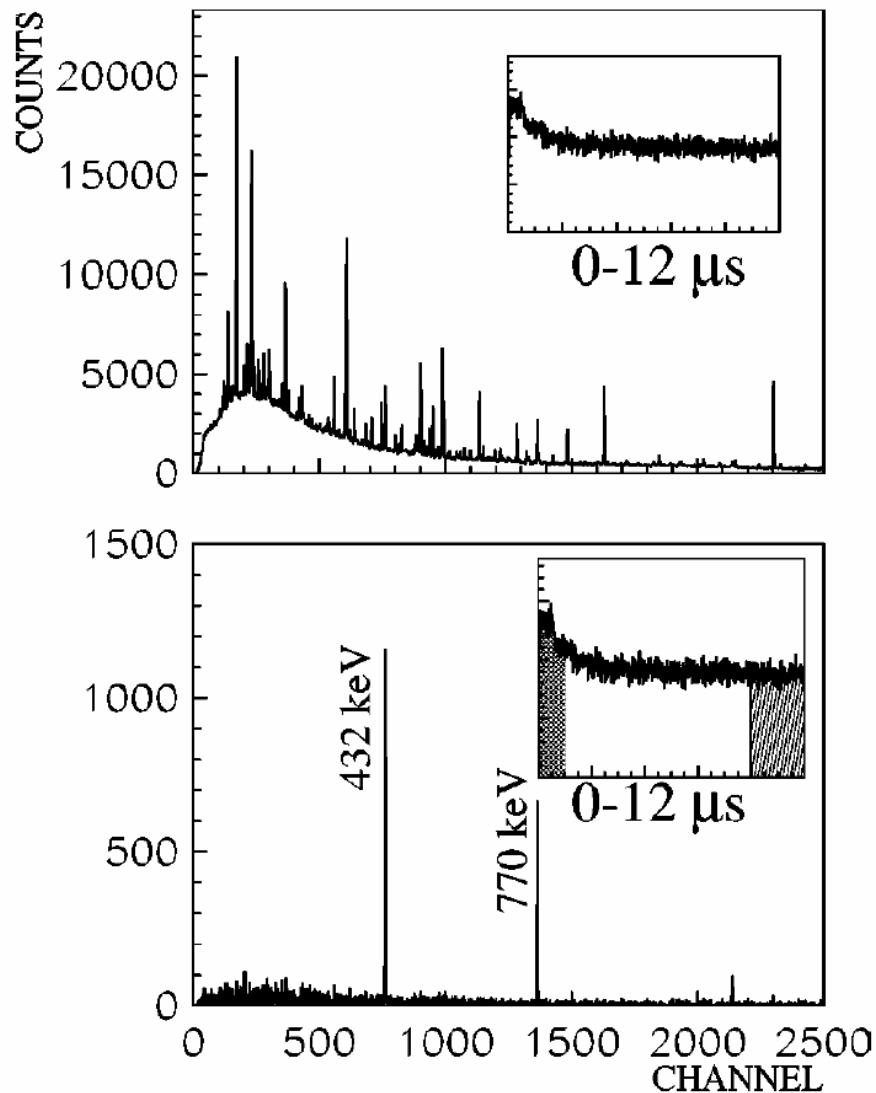


Fig.4 comparaison entre le spectre gamma total obtenu sur la masse 94 sans condition en temps (spectre du haut) et celui obtenu après soustraction des deux fenêtres en temps indiquées dans l'encart

La figure du dessus représente l'ensemble des raies gamma observées en coïncidence avec l'arrivée d'un fragment de fission dans le détecteur silicium. L'encart représente la distribution en temps de la détection de ces gammas dans une gamme de 12 $\mu$ s. On remarque une brusque descente au début de la fenêtre en temps correspondant à l'existence d'un isomère, puis un fond constant correspondant à des détections de gammas fortuits dans la fenêtre de coïncidence. Ces gammas fortuits proviennent aussi bien de la décroissance bêta des fragments de fissions implantés dans le détecteur silicium que du bruit de fond ambiant du hall du réacteur. La période de la décroissance est de  $T_{1/2}=1,35\mu$ s correspondant à celle de

l'isomère connu  $^{94m}\text{Y}$ . Le spectre gamma correspondant à une fenêtre de coïncidence correspondant au début de la fenêtre en temps auquel on a soustrait la contribution du fond est représentée sur la figure du bas. On remarque alors que seules les raies gamma issues de la décroissance de l'isomère de  $^{94m}\text{Y}$  sont présente dans le spectre. Il est remarquable de voir à quel point cette méthode est d'une extrême efficacité tant pour mettre en évidence des raies difficilement observable autrement, que de signer l'appartenance de raies lorsque la période de l'émetteur est connue. Cette méthode sera employée très largement dans la détermination de raies inconnues issues de décroissances bêta dans les expériences auprès de PARRNe qui seront décrites dans le chapitre IV.

L'ensemble des mesures ont été faites à une seule valeur d'énergie cinétique 95 MeV, et à différents réglages de A/q afin de déterminer de manière non ambiguë la masse possédant l'isomère.

## 2. Résultats expérimentaux

Un grand nombre d'isomères appartenant aux masses 88-109 ont été observés au cours de l'expérience à laquelle j'ai participé. Parmi ces isomères certains étaient déjà connus ; dans ces cas là, les résultats ont alors été comparés avec les données de la littérature. Trois nouveaux isomères ont été observés dans  $^{94}\text{Y}$ ,  $^{96}\text{Rb}$  et  $^{106}\text{Nb}$ . L'ensemble des résultats obtenus au cours de l'expérience est reporté dans le tableau 1. Les périodes que nous avons obtenues sont indiquées dans la colonne 3 et comparée, lorsqu'elles existent, avec les périodes de la littérature (colonne 4). Ces périodes ont été mesurées à l'aide des transitions gamma indiquées dans la colonne 2.

Noyau	$E_\gamma(\text{keV})$	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\mu\text{s})$	$T_{1/2}^{\text{lit}}(\mu\text{s})$	$Y_{\text{iso}} \cdot 10^3$	$Y_{\text{noy}} \cdot 10^3$	$\frac{\text{iso}}{\text{iso}+\text{gs}}$	$I_{\pi/\text{iso}}$
$^{88}\text{Br}$	111	5,1(4)	5,4(7)	1,3	4,5	0,29	4 <sup>-</sup>
$^{94}\text{Y}$	432	1,35(2)	Inconnu <sup>a)</sup>	1,8	2,2	0,82	5 <sup>+</sup>
$^{96}\text{Rb}$	300+240+461	1,65(15)	Inconnu	$8 \cdot 10^{-2}$	1,3	0,06	(6 <sup>+</sup> , 7 <sup>+</sup> )
$^{97}\text{Sr}$	140	0,43(3)	0,515±0,170	1,0	14	0,07	(11/2 <sup>-</sup> )
$^{98}\text{Y}$	204	7,2(1)	8,0(2)	3,0	6	0,50	(2 <sup>-</sup> )
$^{99}\text{Y}$	126	11(2)	8,6(8)	0,3	27	0,01	(17/2 <sup>+</sup> )
$^{99}\text{Zr}$	130	0,40(2)	0,293(10)	2,6	26	0,10	7/2 <sup>+</sup>

<sup>100</sup> Nb	173+185	13(1)	12	0,9	4,2	0,21	(8 <sup>-</sup> )
<sup>104</sup> Tc	36	0,40(2)	Inconnu <sup>b)</sup>				
<sup>104</sup> Tc	69	5(2)	3,5(3)	0,3	2,5	0,12	(+)
<sup>106</sup> Nb	95+107+202+205	0,84(4)	Inconnu	0,24	2,9	0,08	
<sup>107</sup> Mo	66	0,47(3)	0,238(7)	16	17	0,94	
<sup>109</sup> Ru	96	0,68(3)	0,780(150)	8	6	~1	
<sup>109</sup> Rh	226		1,66	2*10 <sup>-2</sup>	0,2	0,1	(3/2) <sup>+</sup>

Tableau 1 : Périodes et production par fission des isomères. Les périodes de la littérature sont prises de [mul88] pour <sup>88</sup>Br, [cla74] et [mon80] pour <sup>97</sup>Sr, [gru70] et [gru72] pour <sup>98</sup>Y, [mey85] pour <sup>99</sup>Y, [sis86] pour <sup>99</sup>Zr, [mon80] et [leh86] pour <sup>100</sup>Nb, [tit80] pour <sup>104</sup>Tc, [che76] pour <sup>107</sup>Mo et pour <sup>109</sup>Ru, [kaf87] pour <sup>109</sup>Rh. Les productions indépendantes par fission pour <sup>241</sup>Pu sont prises de la base de donnée JEF2 [jef]. L'erreur sur l'énergie des transitions est de 1 keV. Les erreurs pour l'Y<sub>iso</sub> et iso/iso+gs sont respectivement ΔY<sub>iso</sub> ~30% et Δ[iso/(iso+gs)] ~40%. a) isomère suggéré dans la référence [sel76]. b) La transition est indiquée dans la référence [fir96] mais la période était inconnue.

Les périodes des différents isomères ont été obtenus à l'aide de fits exponentiels sur la distribution en temps des différentes transitions gamma. La figure 5 reproduit ces fits pour 6 des isomères observés. Nous avons obtenu une période de 0,84μs±0,04 μs pour <sup>106m</sup>Nb, de 1,65±0,15 μs pour <sup>96m</sup>Rb et 1,35±0,02 pour <sup>94m</sup>Y (voir figure 5).

La courbe de décroissance de la raie à 66 keV dans <sup>107</sup>Mo indique une période de 0,47±0,03μs. Plusieurs mesures de périodes effectuées à partir de la fission spontanée du <sup>252</sup>Cf [che76] indiquent une période de 0,245 μs pour la décroissance de la transition de 66,3 keV en contradiction avec notre mesure. Il est important de noter qu'il existe également un isomère dans le noyau de <sup>107</sup>Tc [gra89] qui était inconnu en 1976 [kaf76]. Cet isomère est alimenté par la décroissance bêta du noyau <sup>107</sup>Mo et possède une transition isomérique de 65,7 keV et une période de 0,184 μs. Cette durée de vie est trop courte pour qu'un tel isomère ait pu être vu après le temps de transport dans le spectromètre LOHENGRIN et donc, vraisemblablement la période qui était indiquée dans la littérature correspondait à la moyenne des périodes des isomères de <sup>107</sup>Mo (T1/2=0,47 μs) et <sup>107</sup>Tc (T1/2=0,184 μs).

Dans la colonne 3 du tableau, les productions indépendantes par fission mesurées pour les isomères sont reportées ainsi que dans la colonne 6, les productions indépendantes par fission pour les états fondamentaux (gs). La colonne 7 indique le rapport isomérique et enfin, la colonne 8 le spin et la parité de l'isomère lorsqu'ils sont connus. Les productions indépendantes des isomères sont obtenues par comparaison des intensités des raies gamma désexcitant l'isomère avec des raies issues de la même chaîne de masse, et pour lesquelles les productions cumulatives sont connues.

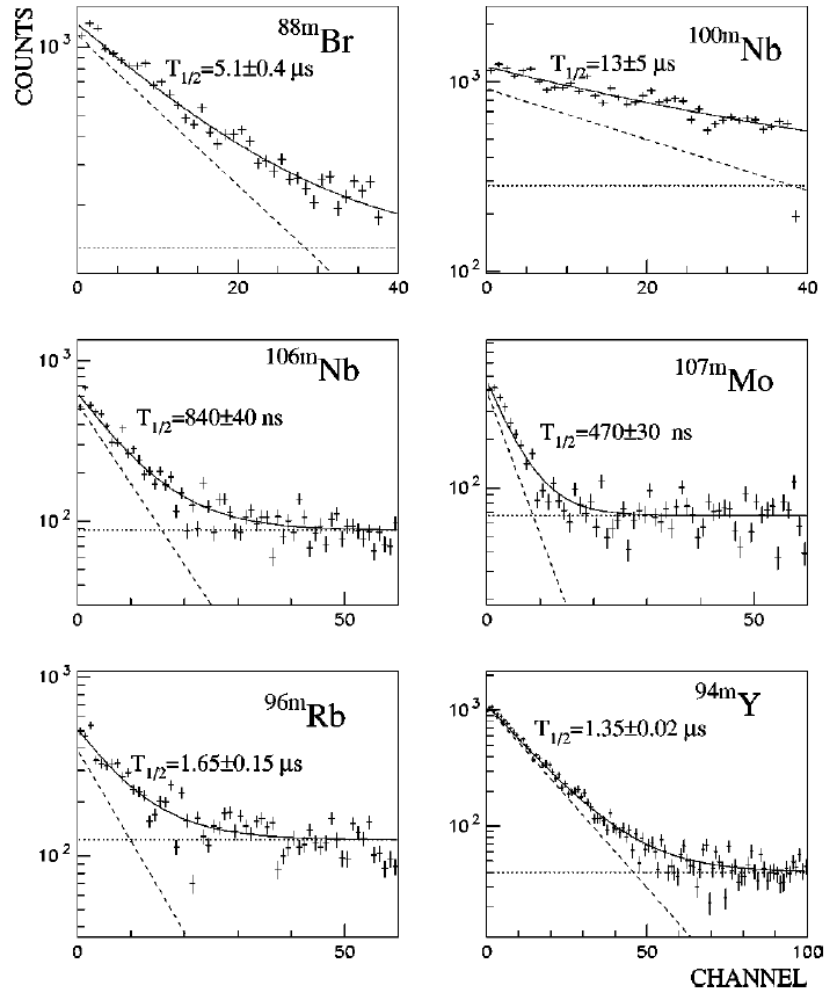


Fig. 5 spectre des périodes pour les principaux isomères observés au cours de l'expérience

### 3. Schémas de niveaux et discussion

Dans ce paragraphe, les schémas de niveaux et la structure nucléaire de quelques isomères étudiés lors de l'expérience sont discutés

#### a) $^{88}\text{Br}$

Très peu de choses sont connues sur ce noyaux, quelques niveaux excités on pu être alimentés par la décroissance bêta du  $^{88}\text{Se}$  [zen80] mais sans aucune détermination de spin et seuls le spin et la parité  $I^\pi=(1,2^-)$  de l'état fondamental a été suggéré. Au cours de notre expérience nous avons pu mettre en évidence deux transitions retardées de 110,9 et 159,1 keV d'énergie et d'intensité relatives respectives  $I_\gamma=65$  et 100. Ces deux transitions désexcitent un isomère de période 5,1  $\mu\text{s}$ . Les coefficients de conversion interne  $\alpha_K=0,48(10)$



et  $\alpha_K=0,047(10)$  mesurés pour ces deux transitions, montre que la décroissance de l'isomère se fait par une cascade E2-M1.

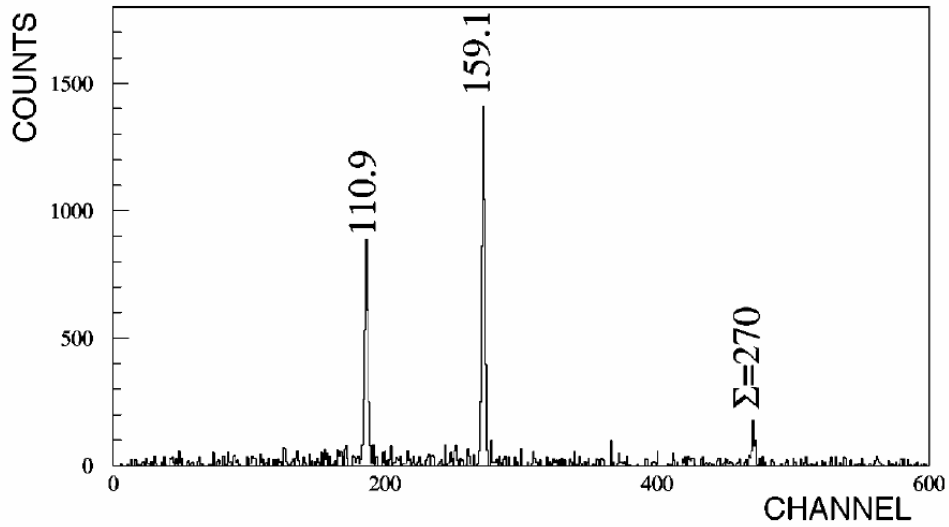


Fig 6. Spectre de décroissance de l'isomère de  $^{88m}\text{Br}$ . Les énergies sont indiquées en keV. La raie à 270 keV représente la somme des deux raies à 110,9 et 159,1 keV détectées simultanément dans le même détecteur.

Cet isomère avait déjà été observé par Grüter et al [gru70], avec une période de 6,3  $\mu\text{s}$  et par Sellam dans sa thèse [sel76] avec une période de 4,9  $\mu\text{s}$  mais la nature de l'isomère n'avait pas été discutée. La partie gauche de la figure 7 correspond à la décroissance du niveau à 272,7 keV alimenté par la décroissance bêta. Lors de l'évaluation de la masse 88 [mul88] il avait été supposé que la raie à 110,9 keV observée dans les références [sel76] et [gru70] désexcitant l'isomère était la même que celle à 113, 5 keV observée dans la décroissance bêta de  $^{88}\text{Se}$ . Cette hypothèse est fausse car outre la différence sensible en énergie, la raie à 272,7 keV n'est pas présente dans la décroissance de l'isomère alors qu'elle est intense dans la décroissance bêta. Nous en déduisons que le niveau à 272,7 keV alimenté dans la décroissance bêta est différent de celui, isomérique, à 270,0 keV.

Le multiplet neutron proton de parité négative et le plus bas en énergie observé dans  $^{88}\text{Rb}$  [bun76] est dominé par la configuration particule trou  $\nu(d_{5/2})\pi(p_{3/2})^{-1}$ . Pour le noyau de  $^{88}\text{Br}$ , les mêmes orbitales sont attendues proche de l'état fondamental, mais cette fois ci avec un caractère de particule pour le proton  $p_{3/2}$ . Il est donc possible prédire le spectre du multiplet  $\nu(d_{5/2})\pi(p_{3/2})$  dans  $^{88}\text{Br}$  à partir des valeurs expérimentales des états 1 $^-$ , 2 $^-$ , 3 $^-$  et 4 $^-$  observés dans  $^{88}\text{Rb}$ . Le résultat du calcul est indiqué sur la figure 7 et est raisonnablement en accord avec les niveaux observés

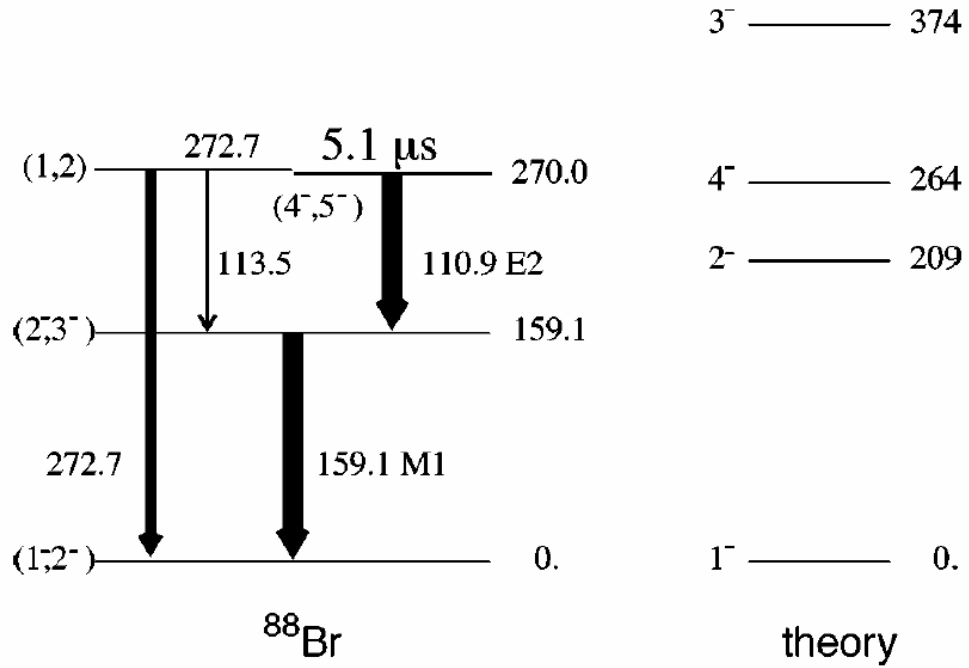


Fig. 7 Schéma de niveau de l'isomère de période 5,1  $\mu$ s observé dans  $^{88}\text{Br}$ . La décroissance gamma du niveau à 272,7 keV observé dans la décroissance bêta du noyau  $^{88}\text{Se}$  est également indiquée. Les états calculés de la configuration  $\nu(d_{5/2})\pi(p_{3/2})$  sont reportés sur la droite de la figure.

expérimentalement. En particulier l'état  $4^-$  si situe maintenant en dessous de l'état  $3^-$  ce qui peut expliquer l'apparition de l'isomère dans  $^{88}\text{Br}$ . Cet état  $4^-$  ne peut donc plus décroître vers l'état  $2^-$  que par l'intermédiaire d'une transition E2. Si par ailleurs on suppose que cette transition correspond uniquement à une transition proton et que l'état neutron reste spectateur, il est alors possible de déduire la période de l'état de particule individuelle à partir de la période de l'isomère par

$$T_{1/2}(E2, p_{3/2} \rightarrow p_{3/2}) = T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 2^-) \cdot R \quad (\text{Eq.1})$$

Le facteur de couplage R est obtenu à l'aide du formalisme de Racah [des63] et vaut 0,19. Cela correspond donc à une période  $T_{1/2}(E2, p_{3/2} \rightarrow p_{3/2}) 4^- = 0,97 \mu\text{s}$  et donc à un facteur d'interdiction  $F_w \sim 1$  unité Weiskopf. L'état isomérique  $\{\nu(d_{5/2})\pi(p_{3/2})\} 4^-$  est donc cohérent avec l'énergie et le rapport de décroissance de la transition isomérique.

#### b) $^{94}\text{Y}$

Le schéma de niveau de  $^{94}\text{Y}$  a déjà été étudié aussi bien par décroissance bêta que par réaction nucléaire. Le schéma de niveau de bas spins a été déterminé par Funakoshi et al

[fun84] à partir de la décroissance bêta de  $^{94}\text{Sr}$ . La structure nucléaire de  $^{94}\text{Y}$  a également été étudiée à travers les réactions  $^{96}\text{Zr}(d,\alpha)^{94}\text{Y}$  [suz74] [gil74] et  $^{94}\text{Zr}(^3\text{He},\alpha p)^{94}\text{Y}$ .

Nous avons observé un nouvel état isomérique dans le noyau  $^{94}\text{Y}$ . les figures 8 et 9 montrent respectivement le spectre gamma de décroissance de cet isomère et son schéma de niveau.

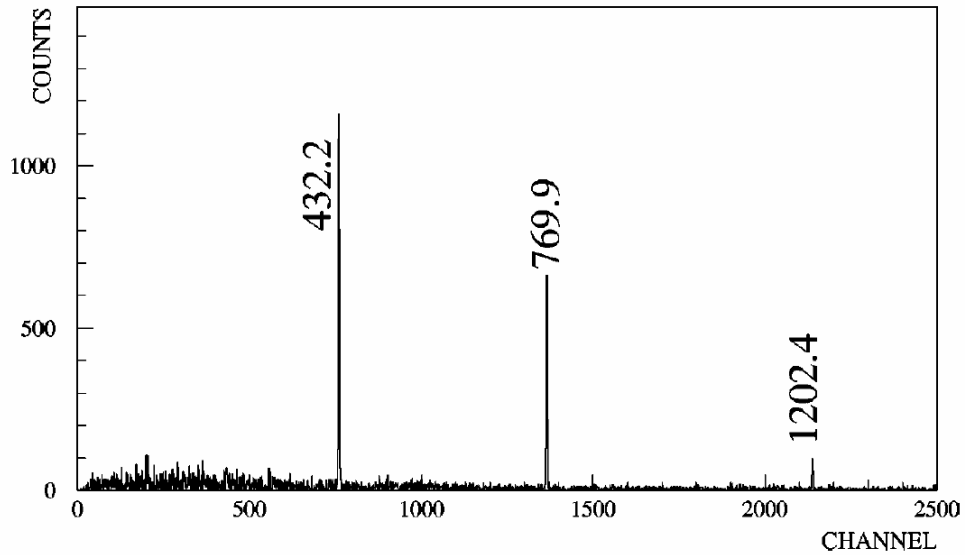


Fig 8 Spectre de décroissance gamma de l'isomère  $^{94m}\text{Y}$ . Les énergies sont en keV.

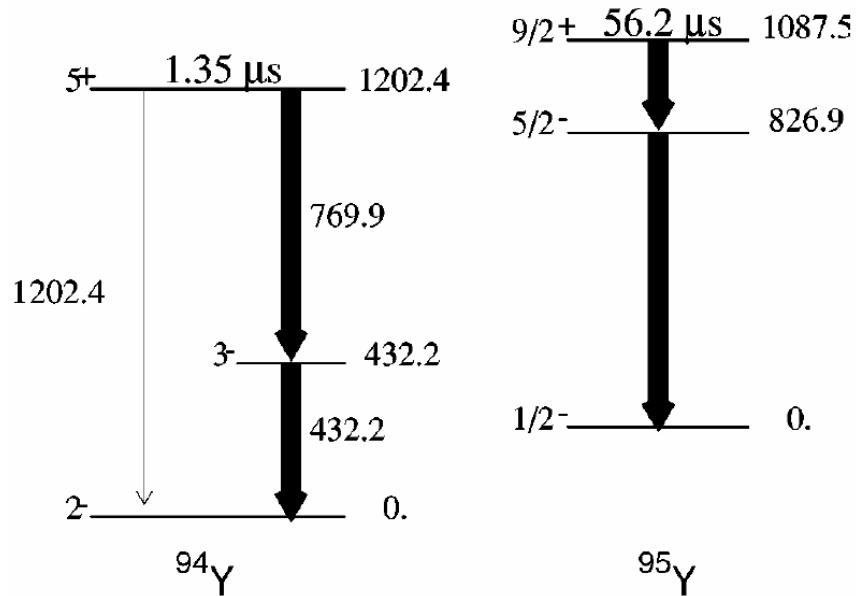


Fig 9 Comparaison entre les schéma de niveaux de l'isomère 1,35  $\mu\text{s}$  observé dans  $^{94}\text{Y}$  et celui de 56,2  $\mu\text{s}$  observé dans  $^{95}\text{Y}$ . L'état fondamental de  $^{95}\text{Y}$  coïncide avec le centre de gravité du multiplet  $\nu(d_{5/2})^{-1}\pi(p_{1/2})$  dans  $^{94}\text{Y}$

Environ la moitié de l'intensité de la raie gamma observée à 1202,4 keV correspond à la somme des deux autres transitions dans le même détecteur, mais uniquement la moitié. On peut donc affirmer que cette raie désexcite bien l'état isomérique avec une intensité de  $15 \pm 5\%$ .

Il n'existe aucun recouvrement entre les niveaux de  $^{94}\text{Y}$  alimentés par la décroissance bêta de  $^{94}\text{Sr}$  et le schéma de niveau observé dans ce travail et indiqué sur la figure 9. Cela suggère que les états observés à 432,2 keV et 1202,4 keV ont des spins  $\geq 3$ . Par contre le premier état excité observé par réaction nucléaire et dont l'énergie est donnée approximativement égale à 430 keV et avec un spin et une parité  $I^\pi = 3^-$  est vraisemblablement le même niveau que celui que nous avons observé à 432,2 keV. Ce dernier niveau, ainsi que le niveau 2- de l'état fondamental sont les deux membres du doublet particule trou  $\pi(p_{1/2})n(d_{5/2})^{-1}$  [gil74] [gal78]. Cette configuration est également celle que l'on retrouve à la plus basse énergie dans  $^{90}\text{Y}$  [dec83]. La différence entre ces deux isotopes d'yttrium réside dans le fait qu'avec 51 neutrons  $^{90}\text{Y}$  possède une particule dans  $\nu(d_{5/2})$  alors qu'avec 55 neutrons  $^{94}\text{Y}$  possède un trou dans cette même orbitale. Ces deux isotopes possèdent tous deux un isomère ce qui mène à penser qu'ils ont la même origine. Comme dans  $^{90}\text{Y}$  l'isomère  $I^\pi = 7^+$  est l'état le plus bas du multiplet particule-particule  $\pi(g_{9/2})\nu(d_{5/2})$  nous en déduisons que dans  $^{94}\text{Y}$  l'isomère est l'état le plus bas du multiplet particule trou  $\pi(g_{9/2})\nu(d_{5/2})^{-1}$ . Il est possible d'extraire les différences en énergie de la configuration particule trou de celles de la configuration particule-particule [dec83] pour laquelle tous les membres du multiplet sont connus. De ce calcul il résulte que c'est l'état  $6^+$  qui doit être le plus bas en énergie avec un premier état excité  $5^+$  situé à uniquement 14 keV plus haut. Par ailleurs, les règles paraboliques de Paar [paa79] montrent que cet état  $5^+$  est le plus bas en énergie si le paramètre de couplage a spin-vibration a une valeur  $a=40/A$ , où  $A$  est la masse atomique. Sachant que la période de 1,35  $\mu\text{s}$  de l'isomère observé est trop courte pour correspondre à une transition E3 pour la raie gamma à 769,9 keV, le spin  $6^+$  pour l'isomère est impossible. La seule possibilité qui reste est alors que le spin de l'isomère soit  $5^+$ . Cependant, pour expliquer la transition M2  $5^+ \rightarrow 3^-$ , nous devons également supposer que l'état  $3^-$  est mélangée à la configuration  $\{\pi(f_{5/2})\nu(d_{5/2})^{-1}\}3^-$ . Dans ce cas, la transition isomérique M2 correspond à une transition proton  $\pi(g_{9/2}) \rightarrow \pi(f_{5/2})$  avec le neutron jouant le rôle de spectateur. Cet état proton  $f_{5/2}$  est le premier état excité dans  $^{95}\text{Y}$  [bur93] noyau voisin de  $^{94}\text{Y}$ , et une transition de même nature  $\pi(g_{9/2}) \rightarrow \pi(f_{5/2})$  désexcite l'isomère  $9/2^+$  de 56,8  $\mu\text{s}$  (voir figure 9). Le facteur d'interdiction de cette transition est  $F_W = 47$  W.u. Dans le cas de  $^{94}\text{Y}$  il est possible d'extraire la période de la particule à partir de la période mesurée de l'isomère à l'aide de l'Eq. 1 (voir paragraphe plus haut). Dans ce cas le facteur de recouplage est de 0,6 et le facteur d'interdiction est  $F_W = 150$  W.u. A partir de ces deux valeurs de facteur d'interdiction il est possible de déduire un mélange de 30% de la configuration  $\{\pi(f_{5/2})\nu(d_{5/2})^{-1}\}$  dans l'état  $3^-$  observé expérimentalement. Dans le noyau impair-impair  $^{94}\text{Y}$  la différence en énergie entre le centre de gravité du doublet  $\pi(p_{1/2})\nu(d_{5/2})^{-1}$  et de

l'état isomérique  $5^+$  de configuration  $\pi(g_{9/2})\nu(d_{5/2})^{-1}$  est de 959 keV (voir figure 9). Cette valeur est tout a fait comparable à celle de 1087 keV dans  $^{95}\text{Y}$ .

### c) $^{96}\text{Rb}$

Avant notre travail, seuls les propriétés de l'état fondamental de  $^{96}\text{Rb}$  avaient été étudiées ; le spin  $I=2$  ainsi que les moments magnétiques et quadrupolaires avaient été obtenus par spectroscopie laser [thi81].

Un nouvel état isomérique de période 1,65  $\mu\text{s}$  a été observé au cours de notre expérience dans le noyau  $^{96}\text{Rb}$ . Dix raies gamma ont été attribuées à la décroissance de cet isomère. Leurs énergies ainsi que leurs intensités relatives sont reportée dans le tableau 2.

$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma$	$I_{total}$
93,0+92,3	32	38
117,0	27	30
122,95	45	49
185,3	27	30
209,9	14	15
240,0	49	51
299,9	100	101
368,9	25	~25
461,2	53	~53

Tableau 2. Transitions  $\gamma$  observées dans la décroissance de  $^{96m}\text{Rb}$ .  $\Delta E_\gamma \sim 0,2 \text{ keV}$  ;  $\Delta I_\gamma \sim 20\%$

Il a été possible de construire un schéma de niveau sommaire à l'aide des coïncidences gamma-gamma. La figure 10 montre un exemple de coïncidence obtenue sur la raie de 299,9 keV. Une deuxième expérience effectuée auprès de LOHENGRIN avec beaucoup plus de statistique, a permis par la suite à l'équipe de Grenoble d'obtenir des informations très complètes sur ce noyau et un schéma de niveaux détaillé.

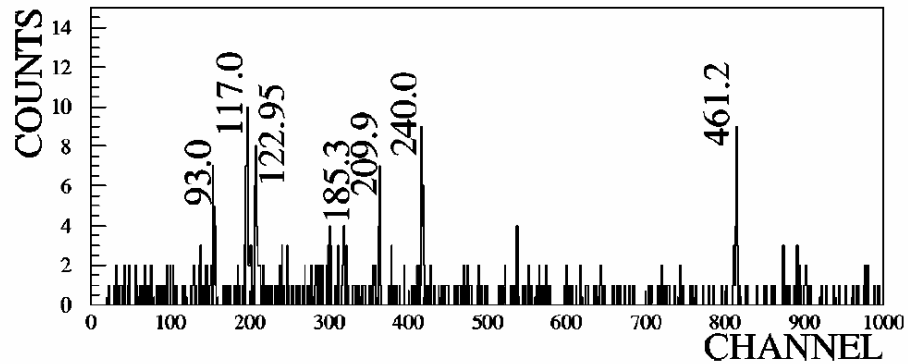


Fig. 10 : Spectre en coïncidence avec la raie gamma de 299,9 keV dans  $^{96m}\text{Rb}$ . Les énergies sont indiquées en keV

#### d) $^{100}\text{Nb}$

Un isomère de  $13\mu\text{s}$  avait déjà été observé dans  $^{100}\text{Nb}$  par Monnard et al [mon80] et Lhersonneau et al [lhe86]. Cet isomère a également été observé au cours de notre expérience mettant en jeu un détecteur Ge et un détecteur Si(Li) utilisés pour effectuer des coïncidences gamma / électrons de conversion. On remarque sur la figure 11 la présence de la raie gamma ainsi que des raies d'électron de conversion de la transition déjà connue de 34,3 keV.

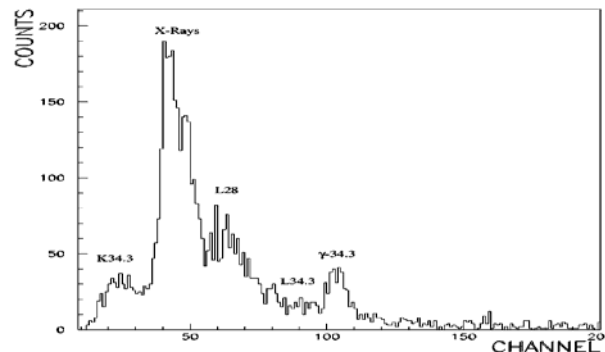


Fig 11 : Spectre de basse énergie de l'isomère  $^{100m}\text{Nb}$  mesuré à l'aide d'un détecteur Si(Li). Les énergies sont indiquées en keV

Cependant, une nouvelle transition de 28 keV a été mise en évidence (voir figure 11). Si l'on fait un spectre gamma en coïncidence avec la raie électron L de la transition à 28 keV, on remarque que cette transition appartient bien à  $^{100}\text{Nb}$ . La figure 12 représente cette fenêtre en coïncidence avec la raie électron L de la transition à 28 keV. Les nouvelles données que nous avons obtenu confirment la nature E1 de la transition à 34,3 keV et indiquent que la raie à 28 keV est de multipolarité E2. Le facteur d'interdiction est de  $F_W=1,3$  W.u. et est très vraisemblablement la transition isomérique qui n'avait jamais été observée jusqu'à notre expérience.

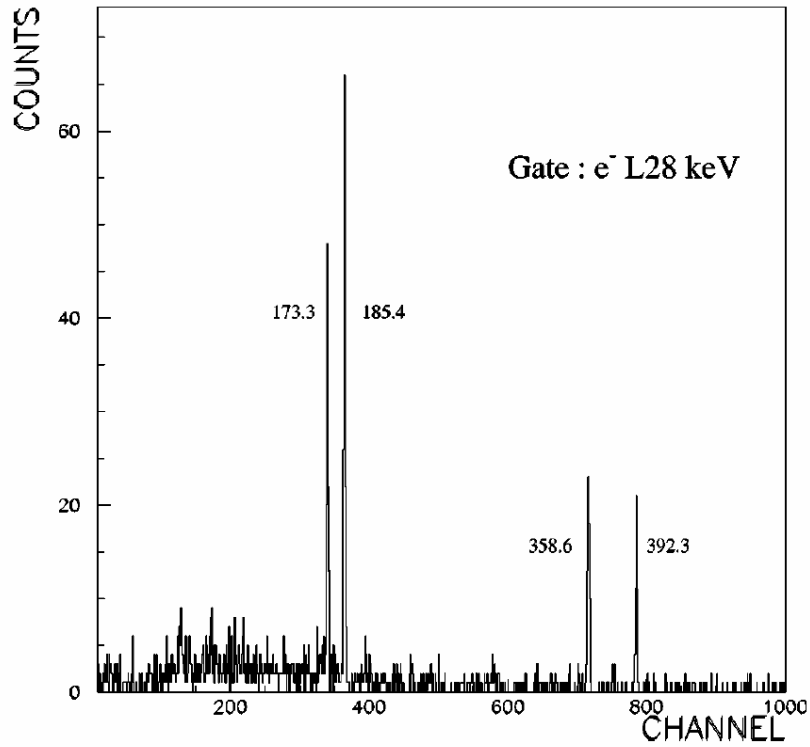


Fig. 12 : Spectre gamma en coïncidence avec la raie électron L de la transition à 28 keV

Les valeurs  $\alpha_K=0,056(15)$  et  $\alpha_K=0,036(10)$  mesurée pour les transitions à 173,3 keV et à 185,4 keV confirme la nature M1 de ces transitions. Les transitions à 67,1, 101,7 et 106,6 keV observés dans la référence [Ihe86] n'ont pas été observées dans le spectre gamma en coïncidence présenté sur la figure 12 ni même dans le spectre direct avec leurs intensités attendues. Le niveau à 101,9 keV n'est donc pas confirmé dans notre travail. Le schéma de niveau correspondant à la décroissance de l'état isomérique observé est indiqué sur la figure 14. Il n'existe pas de recouvrement entre ce schéma de niveau et celui observé par décroissance bêta [sin97]. De plus, si ce schéma de niveau de décroissance bêta est basé sur un état fondamental de spin et parité  $1^+$ , l'isomère de  $13\mu s$  possède une énergie d'excitation de 420 keV et ses spins et parités sont très probablement  $4^-$ . En conséquence, il serait très probablement situé plus bas en énergie que l'isomère ( $5^+$ ) de période 3s et d'énergie  $470\pm 40$  keV [aud77] interprété comme l'état le plus bas en énergie de la configuration  $\{v(s_{1/2})\pi(g_{9/2})\}$ . Avec cette hypothèse il serait extrêmement surprenant que cet isomère  $5^+$  ne décroisse pas, au moins en partie, vers l'isomère  $13\mu s$  que nous avons observé.

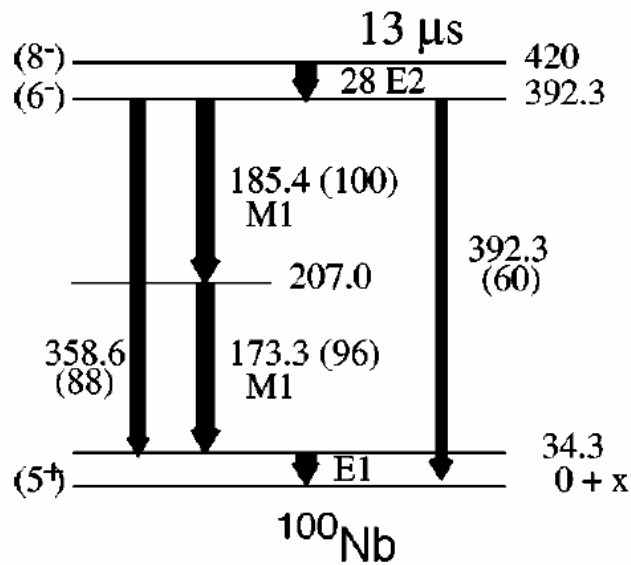


Fig. 13 : Schéma de niveau de l'isomère de 13 $\mu$ s observé dans  $^{100}\text{Nb}$ . Les énergies, intensités gamma et multipolarités de chaque transition sont reportée sur le schéma de niveau. L'énergie zéro sur ce schéma se rapporte à l'isomère 5 $^{+}$  observé à 470 keV.

Il est beaucoup plus vraisemblable que le schéma de niveau représenté sur la figure 14 soit construit *sur* l'état isomérique (5 $^{+}$ ).

L'état  $\nu(h_{11/2})$  a été expérimentalement observé dans une gamme d'énergie allant de 500 à 800 keV au dessus de l'état fondamental dans les noyaux voisins. Par conséquence, l'isomère de 13 $\mu$ s observé dans notre expérience pourrait avoir la configuration particule-particule  $\{\pi(g_{9/2})\nu(h_{11/2})\}8^{-}$  et décroître vers l'état 6 $^{-}$  de la même configuration.

#### e) $^{106}\text{Nb}$

Dans les mesures correspondant au réglage du spectromètre LOHENGRIN sur  $A/q=106/22$  et  $A/q=106/23$ , trois raies gamma assez intenses ont été observées (voir la figure 14). Elles ont donc été attribuées à la masse  $A=106$ . Il est difficile de déterminer le numéro atomique auquel appartient cet isomère. Il devrait appartenir aux éléments Nb, Mo ou Tc qui sont les plus produits.



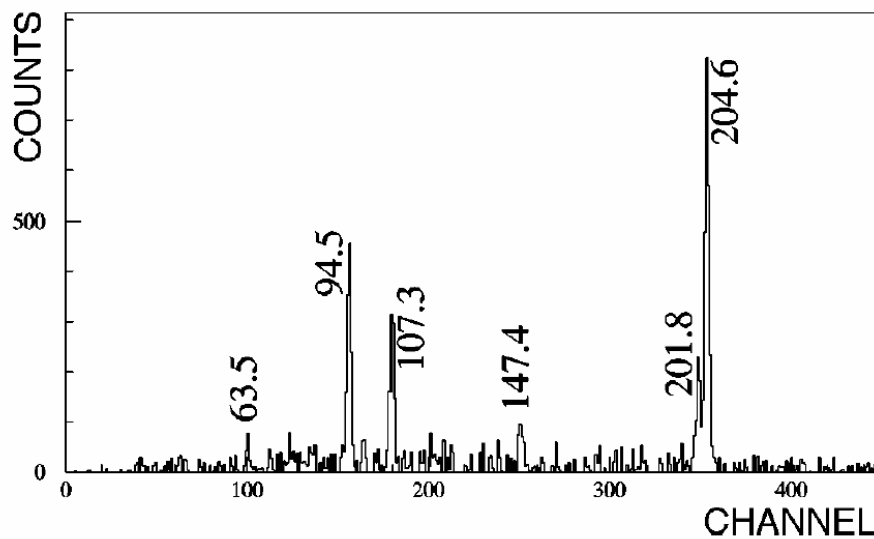


Fig. 14 : Spectre gamma de décroissance de  $^{106m}\text{Nb}$ . Les énergies sont données en keV

La transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  dans  $^{106}\text{Mo}$  n'est pas alimentée par la décroissance de l'isomère, il ne s'agit donc probablement pas du noyau de  $^{106}\text{Mo}$ . L'isomère appartient donc probablement soit au noyau  $^{106}\text{Nb}$  soit au noyau  $^{106}\text{Tc}$ . Afin de résoudre cette ambiguïté nous avons irradié une cible de  $^{239}\text{Pu}$  et comparé les productions obtenues pour les deux isotopes de Pu. Il est attendu d'avoir une production similaire pour le Tc dans les deux cas, et un gain d'un facteur 5 dans la production du Nb dans le cas de l'utilisation d'une cible de  $^{241}\text{Pu}$ . Nous avons observé que la production de l'isomère décroît très nettement avec l'utilisation de la cible de  $^{239}\text{Pu}$ , cet isomère appartient donc à  $^{106}\text{Nb}$ . Ce résultat est également en accord avec le fait que le rapport isomérique est de 0,08 si l'isomère appartient au  $^{106}\text{Nb}$  et d'uniquement 0,01 si l'isomère appartient à  $^{106}\text{Tc}$ . Cette dernière valeur est très petite en comparaison avec celles reportées dans le tableau 1.

Les raies à 94,5, 107,3 et 201,8 keV ont une période de  $800 \pm 50 \text{ ns}$ . La période mesurée pour la raie à 204,6 keV est de  $890 \pm 50 \text{ ns}$  est proche de la période des autres transitions et appartient vraisemblablement au même noyau. Un schéma de niveau préliminaire est reporté sur la figure 15.

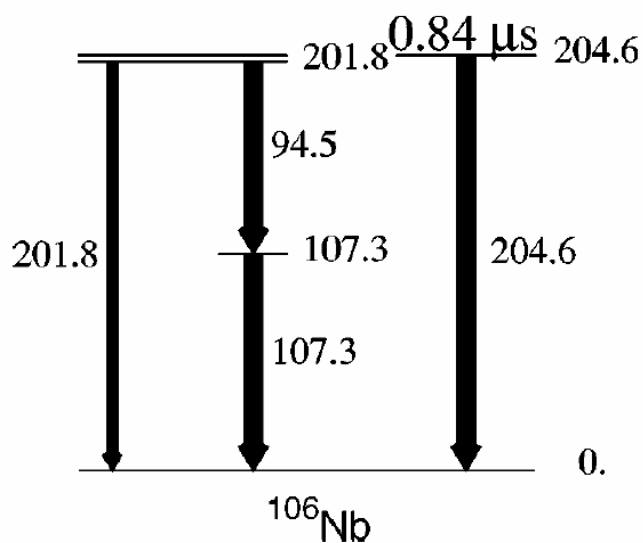


Fig. 15 : Schéma de niveau de l'isomère 0,84  $\mu\text{s}$  dans  $^{106}\text{Nb}$ .

## D. Poursuite du programme

Le programme de mesure d'isomère décrit dans ce chapitre n'était que le début d'une longue série de mesures effectuées par l'équipe de J. A. Pinston et J. Genevey. Le système expérimental a depuis été largement amélioré, aussi bien au niveau de la détection des électrons de conversion que de la mesure gamma [pin00-04, gen00-03].

Une nouvelle série de résultats a également été obtenue auprès du spectromètre LISE en particulier la décroissance radioactive  $^{72}\text{Co}_{45} \rightarrow ^{72}\text{Ni}_{44}$  [saw03]. Très récemment une expérience à laquelle nous avons participé, toujours auprès du spectromètre LISE, a mis en évidence un isomère dans le noyau  $^{76}\text{Ni}$  [saw04].



### III. Techniques « ISOL » : le programme PARRNe de l'IPN

#### A. Introduction

Nous quittons ici les techniques de production des noyaux radioactifs riches en neutrons, et plus particulièrement des fragments de fission, par temps de vol, car les projets qui vont nous intéressés maintenant sont basé sur des techniques de production dites ISOL. Cela ne signifie pas pour autant que d'autres projets n'utilisent pas cette technique de temps de vol pour la production importante de faisceau radioactifs, loin de là. Le projet FAIR de GSI pour ne citer que lui est basé pour sa part sur des techniques en vol.

Pour se limiter au plan national, le projet ALTO a des liens privilégiés avec le projet SPIRAL 2 du GANIL. En effet ces deux projets sont basés sur les techniques ISOL de productions de noyaux radioactifs. Avec la technique ISOL, les noyaux sont produits dans une cible très épaisse dans laquelle ils sont thermalisés, puis sont extraits de la cible afin d'être ionisés puis accélérés (voir figure 1). C'est cette technique qui est à la base du programme PARRNe de l'IPN et qui a également été retenu pour le projet européen EURISOL. Les résultats spectaculaires obtenus par PARRNe, développés dans la suite, ne sont pas le fruit du hasard mais repose sur une expérience de plus de 30 ans en matière de séparateur très basse énergie et de sources  $1^+$ . Le schéma de base de la production de faisceaux radioactifs par la technique ISOL est présenté sur la figure ci dessous.

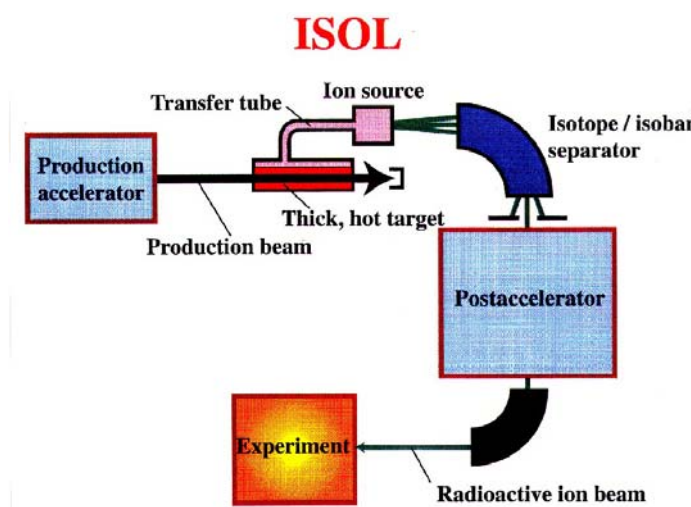


Fig. 1 : Représentation schématique de la technique ISOL pour l'obtention de faisceaux radioactifs post-accélérés.

L'intensité des faisceaux radioactifs très exotiques disponible avant post accélération est donnée par la formule ci dessous :

$$I = \Phi \cdot \sigma \cdot N \cdot \epsilon_{cible} \cdot \epsilon_{source} \cdot \epsilon_{sep} \cdot \epsilon_{det}$$

$\Phi$  est le flux primaire de particules en provenance de l'accélérateur initial (« driver »),  $\sigma$  la section efficace de production des noyaux recherchés (photofission dans le cadre d'ALTO, fission avec neutrons rapides pour Spiral 2),  $\epsilon_{cible}$  est l'efficacité de sortie d'un élément chimique donné de la cible,  $\epsilon_{source}$  est l'efficacité d'ionisation de cet élément,  $\epsilon_{sep}$  la transmission à travers la ligne très basse énergie et  $\epsilon_{det}$  l'efficacité de détection propre à l'expérience proposée.  $N$  est le nombre de noyaux cibles disponible. La section efficace  $\sigma$  est entièrement déterminée par la nature et l'énergie du faisceau incident.

La production avec des intensités raisonnable de faisceaux radioactifs nécessite un effort important de R&D sur l'ensemble des efficacités de sorties, et plus particulièrement suivant trois axes, la sortie la plus rapide possible des éléments de la cible, l'efficacité d'ionisation de l'élément, et la sélectivité. Il s'agit donc d'un travail important de R&D sur le facteur  $\epsilon_{cible} \cdot \epsilon_{source}$ , qui doit être effectué auprès d'un séparateur de type PARRNe délivrant des noyaux exotiques avec suffisamment d'intensité. Ce travail de R&D est nécessaire afin d'obtenir des faisceaux radioactifs riches en neutrons intenses et variés pour le projet Spiral 2.

Les études sur la sortie des éléments concernent plus particulièrement la cible de fission. Cette cible est habituellement constituée de carbure d'uranium. Il est nécessaire de développer l'étude et l'amélioration de telles cibles et en parallèle, d'étudier l'évolution de la sortie des éléments en fonction des différents paramètres (dont la température, la densité du carbure) (voir lettre de la Direction du FLNR en annexe). Il a été en particulier démontré que la structure microscopique de la cible joue un rôle déterminant pour la sortie des éléments. Des études systématiques d'évolution de la structure de la cible par imagerie (microscope électronique) ou spectroscopie rayons X, est fondamentale dans le cadre de tout projet de faisceaux radioactifs utilisant les techniques ISOL.

## B. Les cibles : le problème des temps de sortie

### 1. Sortie des éléments

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'un des principaux facteurs limitant la production avec la technique ISOL concerne la sortie des éléments. Cette « sortie » dépend très fortement des propriétés physico-chimiques de l'élément à étudier.

Lors de la fission de l'uranium, les noyaux d'intérêt formés sont piégés dans la cible. Ils ont généralement une durée de vie très courte. Pour avoir des informations sur ces éléments, il est nécessaire de les extraire de la cible le plus rapidement possible. Etant donnée que la production des atomes dans la cible est proportionnelle au parcours des neutrons, l'utilisation d'une cible épaisse permet d'obtenir une production importante. La production et la décroissance radioactive des éléments sont deux processus en compétition. Il est nécessaire de les optimiser afin d'aboutir à des cibles épaisses qui relâchent avec une grande efficacité les produits de fission.

Le relâchement des produits de fission d'une cible solide fait intervenir trois processus : la diffusion granulaire, l'effusion, et la désorption à la surface du solide.

Il n'est pas question ici d'entrer dans le détail théorique des différents processus entrant en considération dans les temps de sorties des différents éléments. On pourra pour cela se référer au chapitre 1 de la thèse de Stéphane Gibouin [gib03] effectuée au GANIL ainsi qu'à la thèse de Christophe Lau effectuée à l'IPN Orsay [lau00].

Tous les éléments ne sortent pas de la même façon de la cible. Pour qu'un élément puisse effuser jusqu'à la source d'ion, il faut que la température du milieu soit supérieure à sa température d'ébullition (c'est à dire qu'il soit sous forme gazeuse). Des éléments tels que les gaz rares par exemple (He, Ar, Kr, Xe ...) ou encore les alcalins (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) sortent très facilement de la cible puisque leur température d'ébullition est très basse. D'autres éléments comme les métaux (Al, Ga, In, Sn, Tl, Pb, Bi) ou les alcalino-terreux (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra), bien qu'ayant une température d'ébullition assez élevée, sortent tout de même de la cible. Ceci est dû au fait qu'ils sont à une température supérieure à leur température de fusion, et ainsi, la pression de vapeur saturante permet à une partie plus ou moins importante de ces éléments de diffuser et d'effuser vers la source d'ions. Il existe en revanche des éléments dont les températures de fusion et d'ébullition ne peuvent pas être atteintes car trop élevées. Ces éléments restent à l'état solide, et sortent très peu de la cible, on qualifie ces éléments de réfractaires. Sur la figure 2 sont reportés les températures de fusion et d'ébullition pour différents éléments chimiques. Cette dépendance chimique peut donc limiter le nombre d'éléments étudiés : les noyaux ayant une durée de vie très courte par rapport aux temps de

sortie seront difficilement observables. Les noyaux réfractaires sont ainsi très difficiles à étudier.

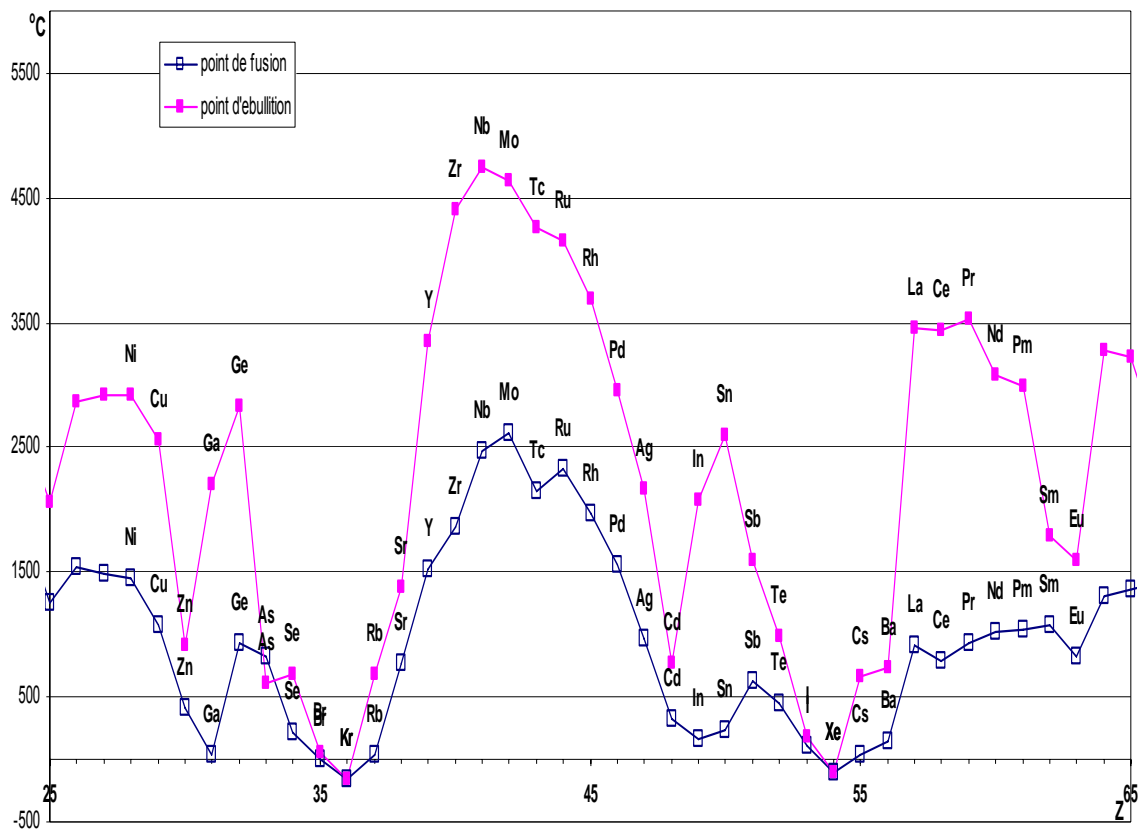


Fig. 2 : températures de fusion et d'ébullition pour les différents fragments de fissions

## 2. Caractérisation d'une cible ISOL pour la fission [hos04]

Comme mentionné en début de ce chapitre, le relâchement des noyaux de la cible est principalement contrôlé par plusieurs mécanismes : la diffusion, la désorption et l'effusion. Pour assurer la meilleure efficacité de ces mécanismes, la cible doit être chauffée à une température élevée. Le comportement des produits de fission dans les domaines de température élevés diffère selon leurs propriétés thermodynamiques et physico-chimiques. Leur séparation de la cible peut se faire selon la différence de volatilité, ainsi que sur la différence de réactivité vis-à-vis des agents oxydants introduits pour certains afin de former des molécules facilement transportable à la source d'ions [car78, hof84, rou73]. Il en résulte que la vapeur des éléments d'intérêt ainsi que les agents oxydants introduits pour former des molécules devaient avoir une caractéristique importante est la comptabilité chimique avec les composés de la cible d'uranium. La formation de composés chimique ou d'alliage à la surface

de la cible peut affecter considérablement son pouvoir de relâchement. La cible d'uranium doit donc être inerte chimiquement vis-à-vis aux éléments radioactifs et aux agents oxydants.

Afin de répondre à ces exigences la cible d'uranium doit avoir une bonne tenue à l'irradiation. En ce qui concerne la stabilité chimique, les éléments qui la composent ne doivent pas se décomposer même à haute température. Dans le but de permettre une longue exploitation en ligne ainsi que le bon fonctionnement de la source d'ions, sa tension de vapeur faible doit être inférieure à  $10^{-3}$  mbar aux températures du chauffage typique de la cible (de 1800 à 2500 °C). Il est nécessaire que la cible soit inerte chimiquement et ayant une structure et une géométrie favorisant le processus de relâchement [bjø86].

Pour porter une cible d'uranium à haute température il n'y a que deux possibilités : la fabrication des cibles d'uranium métallique à l'état liquide ou sous forme des composés réfractaires.

Afin d'obtenir une cible de production permettant d'obtenir les éléments les plus riches en neutrons, le choix s'est porté sur des composés réfractaires d'uranium qui présentent une structure favorable à un relâchement rapide.

Parmi tous les composés binaires réfractaires d'uranium que nous avons vus, il ne faut choisir celui le mieux adapté. Pour guider ce choix, il est nécessaire de présenter les propriétés physiques et chimiques des composés réfractaires d'uranium.

Ils sont essentiellement constitués par une synthèse de l'uranium avec l'un des éléments suivants, le bore, le carbone, l'azote, l'oxygène, le soufre, et finalement les siliciures [pas61]. En comparant leur température de fusion ainsi que leur efficacité de relâchement, il apparaît que seuls les carbures d'uranium possèdent les qualités requises pour être utilisés comme cible de production de noyaux radioactifs riches en neutron [rav87]. Parmi tous les composés des siliciures d'uranium, seul le  $USi_2$  est le plus réfractaire, sa température de fusion est à 1700 °C, tandis que les autres fondent à une température relativement inférieure [pas61], ceci lui confère une limite de chauffage. Les borures d'uranium présentent une température de fusion élevée, mais ils ne possèdent pas la structure d'éponge (poreuse) pour un relâchement rapide des produits de fission [pas61].

Les dioxydes d'uranium et les nitrures d'uranium ont une température de fusion au delà de 2500 °C. Ils sont très intéressants à première vue, mais ils présentent un inconvénient majeur à savoir une pression de vapeur élevée [pas61, pas67, mar67]. Cette dernière engendre des pertes partielles élevées, induisant une contamination de l'environnement de la cible (le séparateur et son système de pompage) ainsi qu'un mauvais fonctionnement de la source d'ions [mar67]. De plus leurs durées de vie sont limitées en ligne à cause de leurs évaporations rapides.



## C. Les sources d'ions : universelles ou sélectives ?

Après leur sortie de la cible, les atomes doivent être ionisés puis accélérés du moins à quelques dizaines de keV afin de permettre une séparation magnétique et un guidage électromagnétique. De manière générale, les critères les plus importants pour une source d'ions sont l'efficacité, la sélectivité et la rapidité. Le « graal » de tout sourcier est de réussir à allier ces trois critères. D'autres points peuvent cependant également entrer en considération comme la nécessité de pouvoir passer rapidement d'un faisceau d'un élément donné à celui d'un autre élément. Nous verrons dans le paragraphe consacré au programme PARRNe qu'il n'est pas toujours aisé d'obtenir de tels résultats. Ce dernier point est en particulier contradictoire avec la recherche de sources qui soient sélectives. En effet, par définition d'une source sélective, celle-ci n'ionise qu'un seul élément ou qu'une seule famille d'élément. Une fois en place, si l'expérimentateur désire changer de faisceau il faut alors changer de source. A contrario il est possible d'utiliser alors une source dite universelle, dont la vertu repose principalement dans la capacité à ioniser un très grand nombre d'éléments avec une bonne efficacité. Le problème pour l'expérimentateur revient alors à « payer » cette souplesse d'utilisation par la présence de contaminants isobariques dans le faisceau.

Une possibilité très largement étudiée pour les projets de faisceaux radioactifs post-accélérés est l'utilisation de source ECRIS. Ce type de source (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) a été développé par Geller en 1965 à Grenoble [gel96]. Avec ce type de source des états de charge élevés peuvent facilement être obtenus. Il a été montré qu'une source ECRIS peut être facilement couplée à une cible en ligne pour la production de faisceaux chargés  $n+$  principalement pour les gaz rares [vil97]. Cependant, pour les autres éléments (en particulier les métalliques) l'efficacité de la source est considérablement réduite due au temps de collage long des éléments sur les parois relativement froides de la source. Par ailleurs une source ECR créant principalement des ions multichargés induit alors de fait une ambiguïté dans la détermination du  $A/q$  ce qui a pour conséquence un mélange de masse au niveau de la séparation magnétique.

Une nouvelle méthode a été mise en œuvre pour le projet PIAFE et est reprise actuellement par le projet SPIRAL 2. Il s'agit de procéder en deux étapes, une première étape utilisant une source  $1+$  (type universelles par exemple) et une injection du faisceau  $1+$  dans une source ECRIS afin de passer à un état de charge  $n+$  [cha00].

## D. Le programme PARRNe

### 1. Quel faisceau et à quelle énergie ?

#### a) Production des fragments de fissions

En 1938, O. Hahn et F. Strassmann ont découvert dans une cible d'uranium bombardée par des neutrons thermiques la présence de plusieurs éléments radioactifs ayant les propriétés chimiques du milieu du tableau de MENDELIEV (Césium, Strontium, Yttrium, Xénon, Baryum) [hah38]. Cela a amené L. Meitner et O. Frish en 1939 à introduire une nouvelle réaction nucléaire appelée la fission nucléaire qui correspond la décomposition d'un noyau lourd en deux fragments radioactifs de masses voisines possédant une énergie cinétique moyenne de 200 MeV à l'état excité, riches en neutrons et qui se désintègrent pour rejoindre la vallée de stabilité par émission bêta [mei39]. Depuis cette découverte, la fission de l'uranium ainsi que des actinides est devenue la réaction principale utilisée pour produire des noyaux radioactifs riches en neutrons.

La fission d'un actinide peut être provoquée par des neutrons thermiques, des neutrons rapides, des gammas de Bremsstrahlung, ou des particules chargées. Cette variété de projectiles est en compétition, elle offre la possibilité d'atteindre des gammes particulières de masse dans la carte des noyaux radioactifs avec des productions favorables pour certaines.

Chacune de ces méthodes de production possède ses avantages et ses inconvénients et ont été à l'origine de projets majeurs pour la production de ce qu'il convient d'appeler maintenant les projets de production de faisceaux radioactifs de deuxième génération.

L'utilisation de neutrons thermiques pour induire la fission de l'uranium 233 est l'idée qui vient le plus naturellement. En effet des sources très intenses de neutrons thermiques sont présente dans les réacteurs nucléaires et le couplage d'une cible épaisse de carbure d'uranium par exemple à un réacteur de haut flux permet naturellement d'obtenir une grande quantité de fragments de fissions. Cette méthode de production était à la base du projet PIAFE à grenoble.

En comparaison avec les autres méthodes de production, l'utilisation de neutrons thermiques se caractérise principalement par un gain de plusieurs ordres de grandeur dans les sections efficaces de production. Le projet PIAFE reposait sur l'opportunité quasi unique de disposer sur le même site, d'un réacteur de recherche (l'ILL) et d'un système d'accélération (SARA à l'ISN actuellement le LPSC). Le but du projet PIAFE était de disposer très rapidement, grâce à cette configuration de  $10^{14}$  fissions par secondes. Des faisceaux de basses énergies pouvaient alors être disponibles dans le hall du réacteur avec des intensités allant jusqu'à  $10^{12}$  noyaux par seconde après séparation. Ce projet a été abandonné dès la fin des années 90. Selon mon opinion, la France a raté ainsi la possibilité de disposer bien avant la construction des projets concurrents, d'un ensemble unique pour l'étude de la structure nucléaire ou

comme de le dirait M. Schutz : « de priver la France d'une chance légitime de briller à nouveau au fronton de la gloire » [sch96].

L'utilisation de proton de haute énergie (de l'ordre du GeV) est utilisée depuis de très nombreuses années au CERN à ISOLDE pour induire la fission dans des cibles de carbure d'uranium. Une revue des expériences menées auprès d'ISOLDE peut être obtenue dans la ref. [iso00]. Ce mode de production est à la base du projet européen EURISOL qui prévoit de produire  $10^{15}$  fissions par seconde dans la cible.

Dans la suite nous nous intéresseront plus particulièrement à la fission induite par neutrons rapides (initialement à l'origine du programme PARRNe) ainsi qu'à la fission induite par gammas (bremsstrahlung).

## **b) La ligne PARRNe1**

Le dispositif PARRNe 1 est un système « léger » facilement transportable dont le but est de pouvoir être amené auprès de différents accélérateurs afin de mesurer des productions de gaz rares exotiques relâchés d'une cible  $UC_x$ . L'idée principale de ce dispositif est de posséder des mesures **relatives** de productions de gaz rares avec différents faisceaux. Il ne s'agit donc pas d'effectuer des mesures de sections efficaces absolues mais bien de comparer les productions dans des **conditions expérimentales identiques**.

La mobilité du montage PARRNe 1 a ainsi permis d'étudier le taux de production en fonction de différentes énergies de deutons, par des expériences auprès de différents accélérateurs. Cette étude a été réalisée dans le cadre de la collaboration européenne SPIRAL II.

Les gaz rares radioactifs relâchés par la cible à haute température sont condensés avec une certaine efficacité sur un doigt cryogénique maintenu à une température de 12 K pour une identification par spectroscopie  $\gamma$ . Une détection sous des conditions de bruit de fond satisfaisantes nécessite de placer ce doigt froid en dehors de la salle d'irradiation. Par conséquent la cible est reliée au doigt cryogénique par un tube de transport d'environ 8 m de long que seuls les éléments gazeux peuvent parcourir.

Afin de ne pas détériorer la cible de production à haute température et de ne pas saturer le doigt cryogénique, le vide dans l'intégralité du dispositif ne doit pas dépasser  $10^{-4}$  mbar. Etant donné le dégazage élevé des éléments environnant la cible portée à haute température, un pompage secondaire est installé dans l'enceinte cible. A l'autre extrémité du dispositif une petite pompe moléculaire réalise le vide dans toute la tubulure de transport. Néanmoins, pendant la durée de l'acquisition, seul le doigt cryogénique assure le pompage dans la canalisation afin de ne pas perdre de gaz rares radioactifs [lau00].

### c) Production avec des neutrons rapides

Afin de pouvoir comparer de manière qualitative les productions des différents fragments de fissions produits en fonction de l'énergie du faisceau de deuton, nous avons effectué des expériences auprès de différents accélérateurs fournissant des énergies de deutons allant de 20MeV à 130MeV. Le tableau ci dessous résume les conditions d'exploitation du dispositif dans le cadre du programme européen SPIRAL 2.

ACCELERATEUR	DEUTONS	
IPN Orsay	20 MeV	0,2 $\mu$ A
CRC Louvain-la-Neuve	50 MeV	3 $10^{-2}$ à 2,5 $\mu$ A
KVI Groningen	80 et 130 MeV	25 à 50 $\mu$ A

Tableau 1 : Sites expérimentaux utilisés pour le programme PARRNe1

Le faisceau de deutons est envoyé sur un convertisseur de graphite de 5 mm d'épaisseur placé à 110 mm du centre de la cible d'uranium. Les deutons ayant une énergie de liaison faible, une partie sont cassés par interaction dans le convertisseur. Par exemple, pour une énergie de faisceau de 40 MeV, 0,013 neutron par deuton sont produits [nif97]. Les protons issus du break up sont absorbés par la cible, seuls les neutrons peuvent s'échapper, essentiellement vers l'avant, avec une énergie de l'ordre de 0.4 fois l'énergie incidente [gra77], soit 10.4 MeV pour le programme PARRNe.

Des mesures de section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons, réalisées par J. P. Lestone et A. Gavron [les94] montrent que celle ci augmente jusqu'à environ 40 MeV d'énergie neutron, puis diminue lentement pour des énergies supérieures (voir figure 3). Ceci pourrait laisser penser que l'énergie optimum pour les neutrons est autour de 40 MeV. Et ce, d'autant plus que le taux de break up augmente avec l'énergie, et donc pour des énergies inférieures à 40 MeV pour une même intensité de deutons, le flux de neutrons est plus faible. Il faut cependant également tenir compte du type de noyaux que l'on souhaite produire. En effet, la fission de  $^{238}\text{U}$  à basse énergie d'excitation est très asymétrique, et plus on augmente

l'énergie d'excitation, plus cette asymétrie diminue. Des simulations réalisées par M. Mirea [mir98]

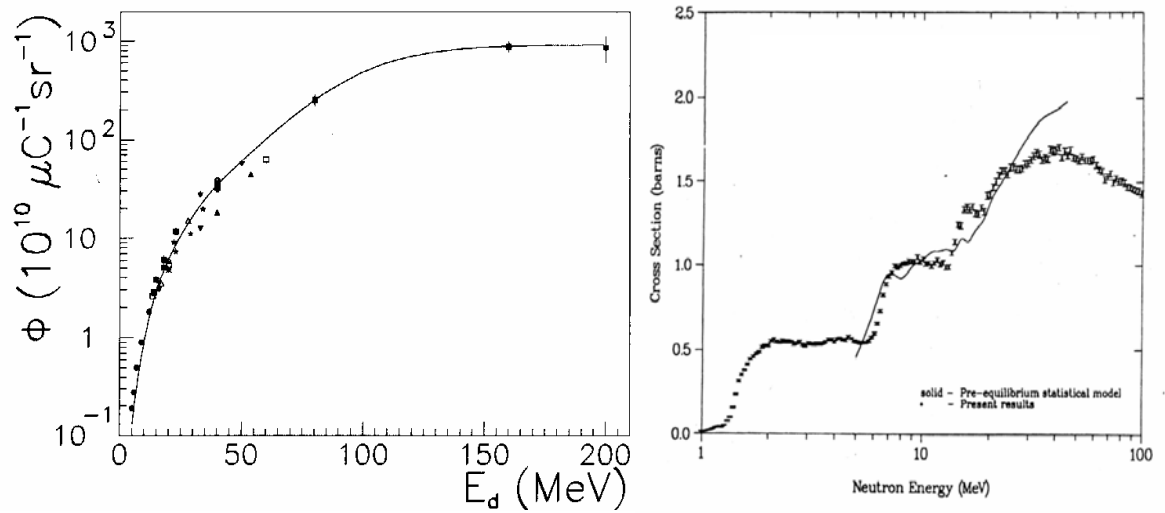


Fig. 3 : Section efficace de fission de l' $^{238}\text{U}$  en fonction de l'énergie des neutrons (figure de droite). Production de neutrons à  $0^\circ$  en fonction de l'énergie du faisceau de deutons (figure de gauche)

montrent que pour produire les fragments les plus excédentaires en neutrons, l'énergie du faisceau primaire de neutrons ne doit pas être supérieure à une vingtaine de MeV. Avec un flux de neutrons de 10 MeV on est donc dans de bonnes conditions pour produire des noyaux riches en neutron par fission de  $^{238}\text{U}$ , bien que, comme indiqué plus haut, le taux de break up soit plus faible que pour une énergie plus élevée.

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus auprès des différents accélérateurs sont reportés sur la figure 4. On observe une saturation dans la production des fragments de fissions à mesure que l'énergie du faisceau de deutons augmente. Cette saturation est en accord avec les résultats obtenus dans la thèse de Nicolas Pauwels (voir figure xx gauche) constatant une saturation dans la production des neutrons [pau98].

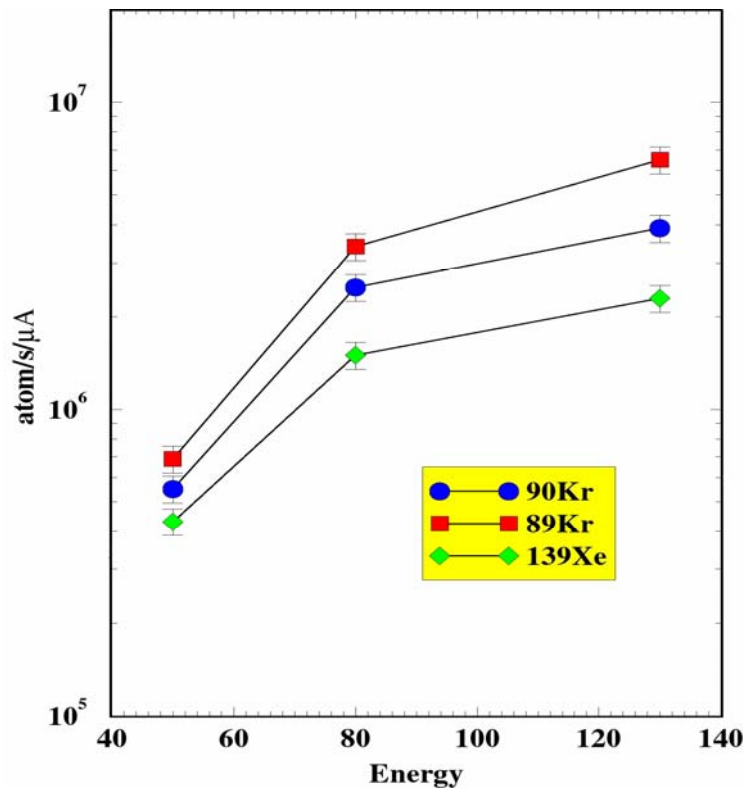


Fig 4 : Production de gaz rares auprès de différents accélérateurs en fonction de l'énergie du faisceau de deutons

Il apparaît assez clairement des différentes expériences que nous avons effectuées qu'un système idéal basé sur la production de faisceaux radioactifs riches en neutrons en utilisant un faisceau de deutons comme faisceau primaire doit correspondre à une énergie d'environ 80 MeV deutons. Augmenter l'énergie du faisceau de deutons correspond à une augmentation substantielle du coût du projet pour une augmentation des intensités comparativement faible, alors qu'utiliser un faisceau de plus basse énergie doit, pour obtenir une intensité de fragments de fissions comparable, impérativement augmenter l'intensité du faisceau primaire, avec tous les problèmes de sécurité et de radioprotection qui en découlent.

#### d) Production par photofission

Depuis la fin des années 90, une alternative intéressante à la production de fragments de fissions par des neutrons rapides commence à être discutée. Les promoteurs de cette nouvelle idée sont W. T. Diamond [dia99] et Yu. Ts. Oganessian [oga02]. L'idée est la suivante : l'interaction d'un faisceau d'électrons d'énergie  $E_e$  avec des convertisseurs métalliques comme le tungstène génère un spectre continu des photons gamma dont l'émission angulaire est anisotrope. Son maximum se situe au voisinage de l'axe d'incidence du faisceau d'électrons. Ainsi que le montre la figure 5 [oga02], l'énergie des gamma générés par le rayonnement de freinage varie jusqu'à une énergie maximale correspondant à

l'énergie du faisceau d'électrons incidents. Elle augmente au fur et à mesure que l'énergie des électrons augmente. Les photons produits d'énergie supérieure au seuil de fission de l'uranium 238 soit 6 MeV peuvent être utilisés pour induire sa fission. En effet, la section efficace d'absorption photonique totale de l'uranium 238 présente un pic de résonance dipolaire géante (GDR) entre 10 et 17 MeV donné par la figure xx. Elle correspond à la somme de trois termes intéressants qui sont la section efficace de Photo neutron  $\sigma(\gamma, n)$  et  $\sigma(\gamma, 2n)$ , la section efficace de photofission  $\sigma(\gamma, f)$  [cal80].

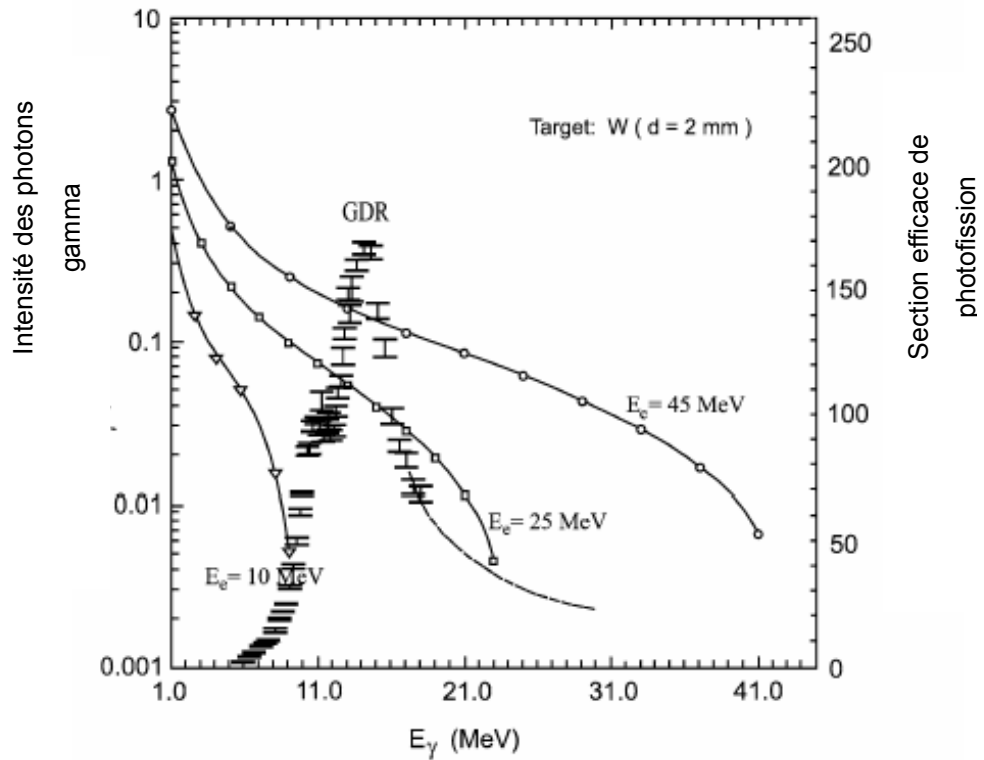


Figure 5 : L'axe de gauche représente la distribution en énergie des gammas produits par Bremstrahlung pour des faisceaux d'électrons 10 et 25, et 45 MeV dans une cible de W de 2mm d'épaisseur. Les points expérimentaux représentent la section efficace de la photofission de l'uranium 238 en fonction de l'énergie des  $\gamma$  (axe de droite). [oga02]

La convolution des courbes correspondantes à l'intensité des photons gammas et de la section efficace de photofission permet de déterminer le rendement (fission/électron) en fonction de l'énergie des électrons. Elle est présentée par la figure 6 [oga02]. Cette courbe de convolution montre que le rendement de fission croît rapidement avec l'augmentation de l'énergie des électrons jusqu'à 30 MeV, puis il croît lentement jusqu'à atteindre la saturation à partir de 45 MeV. L'énergie du faisceau d'électrons optimale pour donner un rendement maximal est de l'ordre de 50 MeV.

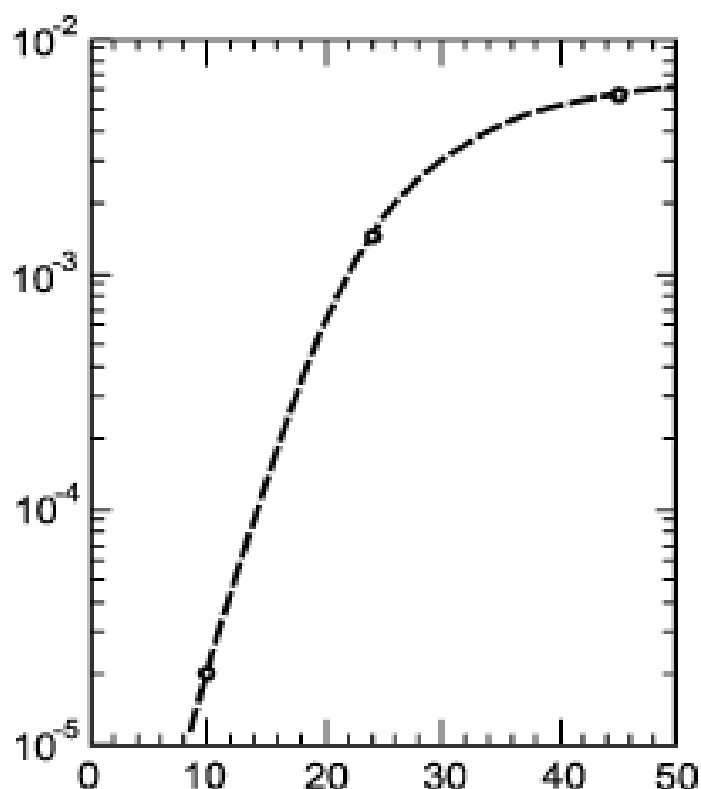


Fig. 6 : rendement de fission exprimé en nombre de fission par électron en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons incidents (en MeV) [oga02]

Dans le but de vérifier la faisabilité de la méthode de production des atomes radioactifs riches en neutrons par photofission, nous avons immédiatement pensé à utiliser notre dispositif mobile PARRNe 1 pour le placer cette fois ci devant un accélérateur à électrons de 50 MeV. Mais où trouver un tel accélérateur qui de plus serait capable d'accueillir une cible de carbure d'uranium. Nous avons cherché longtemps et c'est A. C. Mueller et D. Guillemaud Mueller de l'IPN Orsay qui ont finalement trouvé la solution [mue00]. Le LEP au CERN étant sur le point d'être démantelé pour faire place au projet LHC il était possible d'installer notre dispositif derrière le premier injecteur fournissant justement des électrons de 50MeV.

Une expérience a donc été effectuée auprès de cet accélérateur d'électrons LIL (Lep Injector Linac) au CERN au moyen d'un dispositif transportable PARRNe 1 [ibr02]. La fission est cette fois ci induite par les photons de Bremsstrahlung obtenus par l'arrêt dans un convertisseur en tungstène du faisceau d'électrons de 50 MeV et d'intensité de quelque dizaines de nA. La cible de fission était constituée, comme dans les expériences précédentes, de soixante sept pastilles d'UCx de diamètre de 14 mm. Sa densité et son épaisseur sont respectivement de  $3,6 \text{ g/cm}^3$  et de 1,5 mm. Le chauffage de la cible d'UCx à  $1800^\circ\text{C}$  a permis aux gaz rares de Xe et de Kr radioactifs de diffuser le long du tube de transfert en inox puis collectés sur le



doigt cryogénique. Les isotopes de Xe et de Kr piégés ont été identifiés par spectroscopie gamma à l'aide d'un détecteur Ge placé juste en face de la chambre où se trouve le doigt froid. La salle de mesures et celle d'irradiation (située dans la ligne de l'accélérateur) étaient séparées par une dalle en béton ayant une épaisseur de 2 mètres (voir figure 7). Le tube qui relie la chambre où se trouve la cible à la chambre où se trouve le doigt froid avait une longueur de 8 mètres.

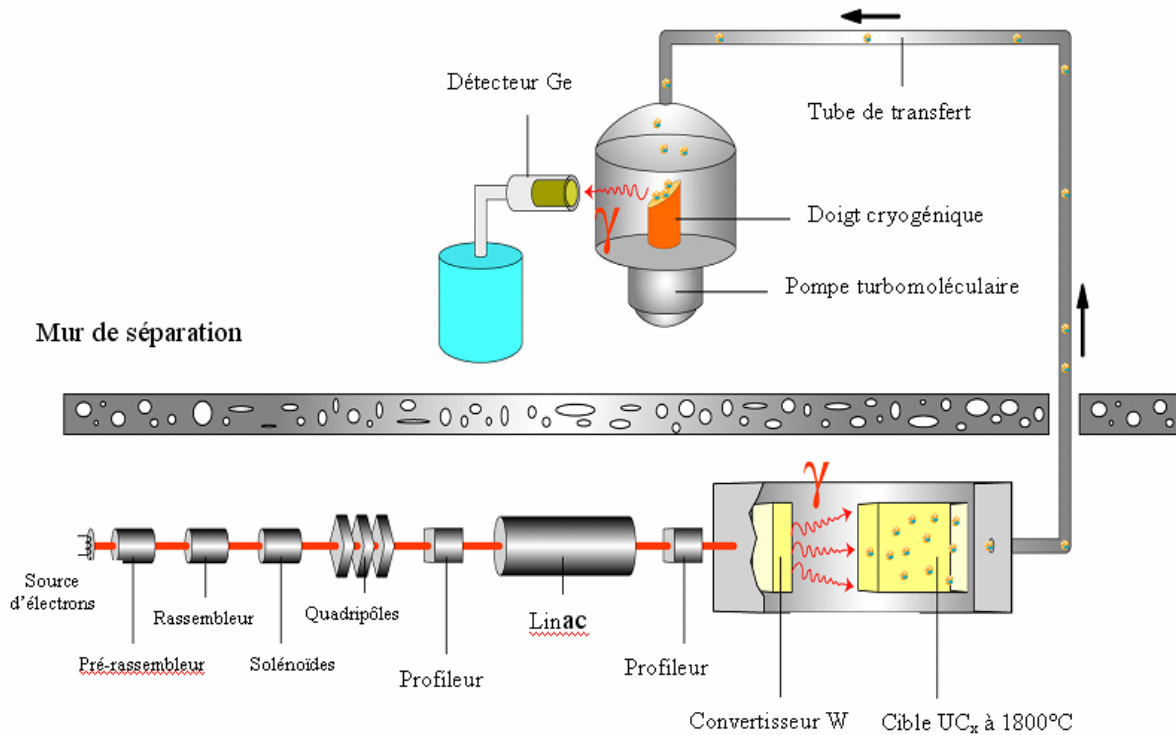


Fig. 7 : Représentation schématique du dispositif PARRNe1 lors de l'expérience effectuée auprès de l'injecteur du LEP au CERN

Cette expérience a été faite avec plusieurs configurations géométriques afin d'analyser l'influence de l'ouverture angulaire des photons gamma sur le taux de production en Xe et Kr. Les distances choisies entre le convertisseur et la cible sont de 8 cm et 4 cm. La troisième configuration a consisté à une irradiation directe (sans convertisseur) la cible d'UC<sub>x</sub> par le faisceau d'électrons. Les productions de Xe et Kr radioactifs corrigées par l'efficacité de détection et normalisées par l'intensité du faisceau d'électrons sont présentées sur la figure aa. Pour faire la comparaison des productions des électrons et des deutons, nous nous sommes référés aux meilleurs résultats obtenus au cyclotron KVI auprès d'AGOR avec de deutons de 80 MeV. Les productions de cette expérience avec une même épaisseur de cible sont présentées sur la figure 8 [ibr02].

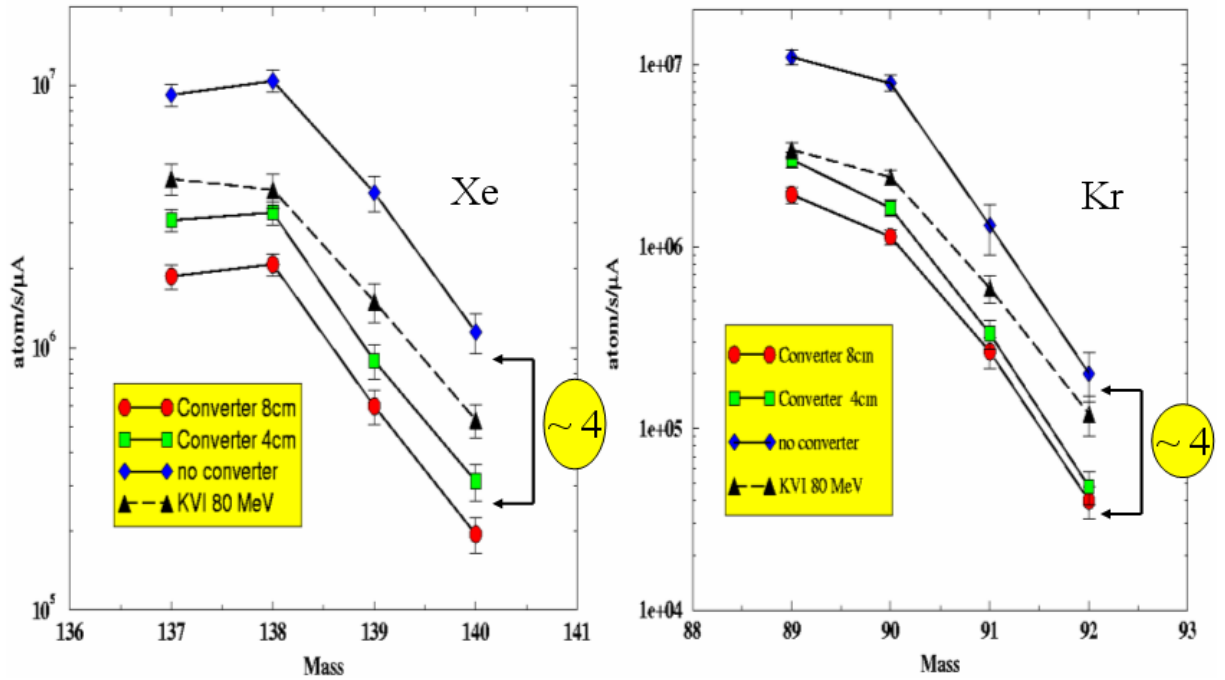


Fig. 8 : Comparaison des productions obtenus pour les atomes radioactifs de Xe et de Kr pour trois géométries différentes lors de l'expérience effectuée auprès du LIL au CERN. Cette comparaison est également effectuée avec les résultats obtenus à KVI avec un faisceau de deutons de 80 MeV et un convertisseur placé à 8cm de la cible. [ibr02]

La comparaison de ces résultats met en évidence les points suivants :

Un gain de 1.5 a été obtenu en rapprochant la distance convertisseur cible de 8 à 4 cm. Cette observation est due à la distribution angulaire des photons qui interviennent dans le processus de fission. Il ne faut en effet pas perdre de vue que les électrons « utiles » pour la fission ont une énergie centrée autour de 15MeV et ne sont donc pas ceux qui sont les plus pointés vers l'avant. En poussant le raisonnement jusqu'au bout, il est alors logique de constater que nous obtenons un gain significatif (facteur 4) en irradiant directement la cible de carbure d'uranium à l'aide du faisceau d'électrons. Cette configuration s'avère être extrêmement avantageuse lorsque la puissance du faisceau peut être dissipée par la cible.

Pour expliquer grossièrement ce gain en production, il faut estimer le nombre de fissions. Il est déterminé à partir de la connaissance des sections efficaces de fission et de l'intensité des photons gammas présentées par la figure 5. Son expression est la suivante :

$$N_f = \frac{1}{M_U S_b} \int_{xy\theta\phi} N_\gamma(\theta) \sigma(\theta) \frac{(1 - \exp(-\mu z(x, y, \theta, \phi)))}{\mu} dx dy \sin(\theta) d\theta d\phi$$

Avec :

$$\overline{\sigma(\theta)} = \frac{1}{N_\gamma(\theta)} \frac{\int_{E_\gamma} N_\gamma(E_\gamma, \theta) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma}{\int N_\gamma(E_\gamma, \theta) dE_\gamma}$$

$\overline{\sigma(\theta)}$  : La section efficace moyenne de photofission dans un angle  $\theta$ .

$\mu$  : Coefficient d'atténuation massique pour une cible d'UC<sub>x</sub>, il est de l'ordre de 0.061 cm<sup>2</sup>/g [oga02].

$Z(x, y, \theta, \varphi)$  : Parcours massique (g/cm<sup>2</sup>) du gamma émis à l'intérieur de la cible.

$S_b$  : Section du faisceau d'électrons.

$M_U$  : Masse des cibles d'uranium 238.

$N_\gamma(\theta)$  : Nombre de photons émis dans un angle  $\theta$ .

$N_\gamma(E_\gamma, \theta)$  : Distribution angulaire et énergétique du faisceau gamma produit.

$\sigma(E_\gamma)$  : Section efficace de la photofission

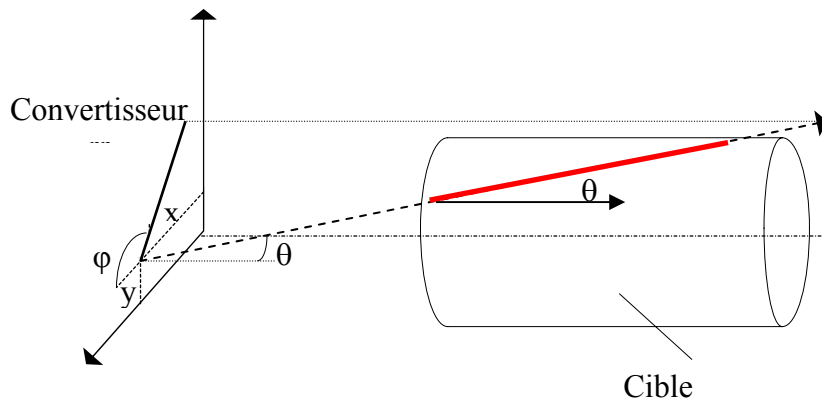


Figure 9: Ensemble convertisseur cible utilisé pour estimer le nombre de fission  $N_f$ .

A partir du code FICEL (Fission Induite dans une Cible par des Electrons) de M. Mirea [mir03] et O. Bajeat et al. [baj03] on peut déduire le nombre de fissions  $N_f$  induites par les gammas

pour les différentes positions convertisseur cible (voir figure 9). Il est donné dans le tableau ci-dessous. Les deux premiers résultats du tableau correspondent aux distances convertisseur cible de 8 cm et de 4 cm, le troisième résultat correspond à une irradiation directe de la cible UC<sub>x</sub> par le faisceau d'électrons.

Distance convertisseur-cible cm	Nombre de fissions/s/μA
8	$9,5 \cdot 10^7$
4	$2 \cdot 10^8$
Sans convertisseur	$9 \cdot 10^8$

Pour induire le maximum de fission dans la cible par des photons gamma, il est nécessaire d'approcher autant que possible le convertisseur de la cible, ou d'irradier directement celle-ci par le faisceau d'électrons. Pour trouver le gain en production présenté au dessus il suffit de faire le rapport correspondant à chaque configuration.

L'un des principaux buts de l'expérience que nous avons menée au CERN consistait à comparer de manière qualitative les productions obtenues avec un faisceau de deutons et celles obtenues avec un faisceau d'électrons. Pour effectuer cette comparaison, nous avons considéré la configuration la plus réaliste pour un projet de production de fragments de fissions avec des deutons à savoir, un faisceau de deuton de 40MeV (énergie optimale comme montré dans les paragraphes précédents) avec un convertisseur placé à 8 cm pour absorber la plus grande partie de la puissance du faisceau. Il s'agit donc ici de comparaison réalistes basées sur ce qui était à l'époque l'état des réflexions sur les projets de faisceaux radioactifs de deuxième génération.

Dans ces conditions, le fait que les électrons interagissent directement avec la cible, permet de multiplier le gain en production d'un facteur 2,5 par rapport à celui obtenu avec le faisceau de deutons de 80 MeV d'énergie et un convertisseur placé à 8cm de la cible.

Reste que pour ces projets de deuxième génération, le problème de la dissipation de la puissance du faisceau reste entier dans tous les cas où la photofission est utilisée. Par contre, pour des projets de moindre ambition, nous avons démontré expérimentalement l'intérêt de l'utilisation d'un faisceau d'électron.

## 2. La ligne ISOL PARRNe2

Le programme PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons), installé au Tandem d'Orsay est à l'origine un programme de recherche et développement (R&D) destiné à optimiser les conditions de production de faisceaux radioactifs obtenus à partir de la fission

de  $^{238}\text{U}$ , dans la perspective de SPIRAL2 programmé au GANIL. L'idée initiale était de disposer d'un banc d'essai pour optimiser les ensembles cible source.

La ligne ISOL PARRNe est installée auprès du Tandem d'Orsay. Pour produire le flux de neutrons destiné à induire la fission, le faisceau de deutons du Tandem est utilisé à une énergie de 26 MeV, soit une tension de 13 MV au niveau du Tandem. Cette tension est privilégiée afin de bénéficier d'un faisceau de deutons stable et de grande intensité.

Le flux de neutrons rapides frappe la cible épaisse de carbure d'uranium (UCx). Cette cible est aujourd'hui fabriquée à l'IPN à partir des développements réalisés à ISOLDE. Elle est composée de 150 pastilles de UCx de 14 mm de diamètre (voir figure 10), et contient en tout entre 60g et 90g d'uranium, avec une densité de  $2,3\text{g/cm}^3$ .

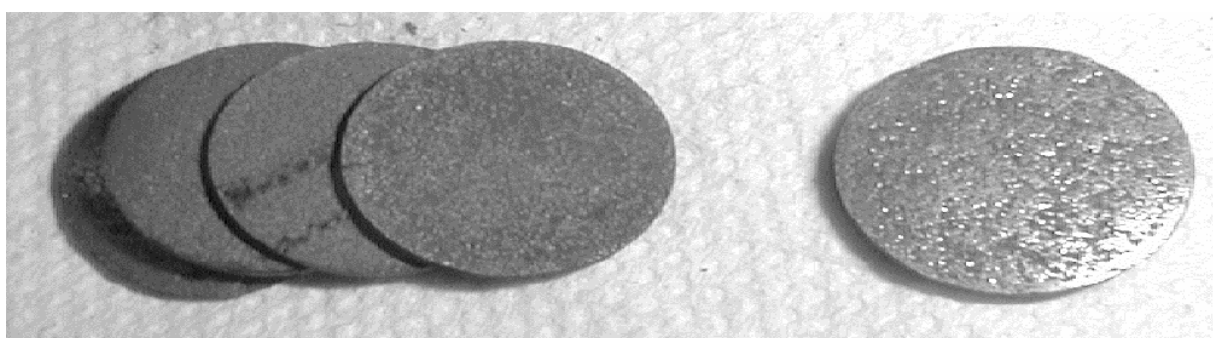


Fig. 10 : Photographie des pastilles de carbure d'uranium utilisées à PARRNe

L'ensemble cible se compose de la cible, logée dans un conteneur, d'un four, et d'une enceinte à vide munie d'un circuit de refroidissement. Les pastilles sont disposées dans un conteneur cylindrique en graphite, lui-même installé dans un four cylindrique en Tantale de 20 cm de long, et de quelques mm d'épaisseur. La cible est portée à plus de  $2000^\circ\text{C}$  par un chauffage ohmique, nécessitant une puissance de l'ordre du kilowatt ; les courants mis en jeu ont des intensités de l'ordre de 700 A. L'évolution de la température en fonction de l'intensité du courant a été déterminée par des mesures de calibrations et est bien connue. Cependant, une fenêtre en silice est aménagée dans l'enceinte en face de laquelle est installé un pyromètre optique afin de contrôler plus précisément la température. Les neutrons vont induire la fission des noyaux d'uranium ; les fragments de fissions s'échappent de la cible, par des processus de diffusion et effusion. Une ouverture de 8 mm de diamètre est ménagée au milieu du four, sur laquelle est soudé un tube de transfert afin de permettre le passage des fragments jusqu'à la source d'ions. Le tube de transfert achemine les atomes jusqu'à la source d'ions.

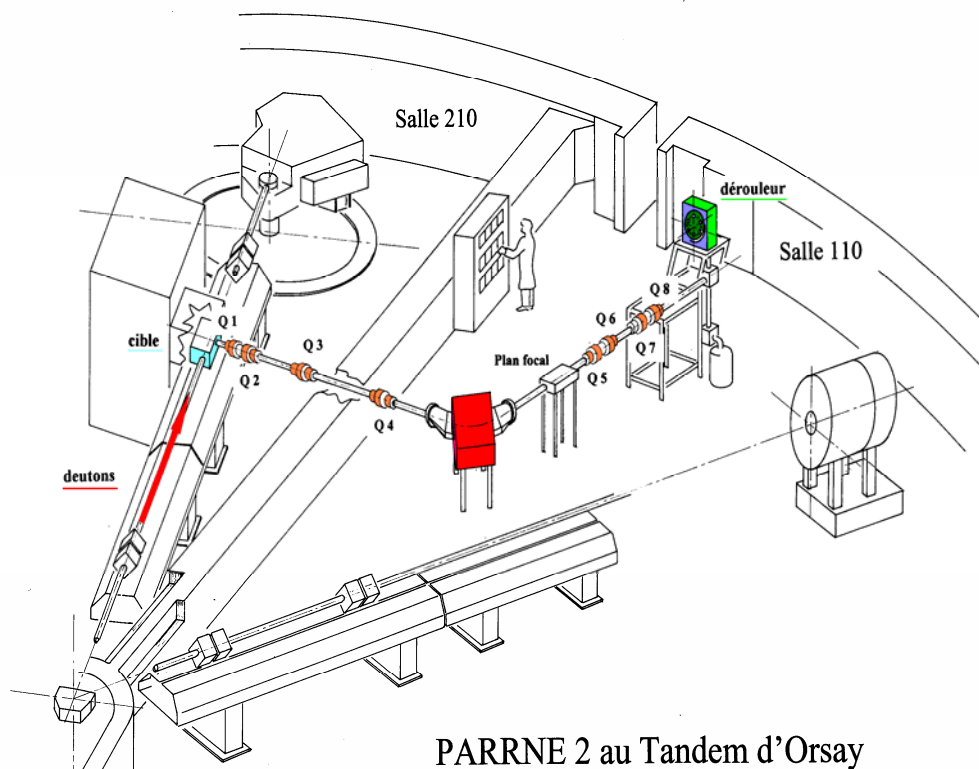


Fig 11 : implantation du séparateur PARRNe dans les locaux du Tandem d'Orsay

Les noyaux qui sont parvenus jusqu'à la source d'ions sont ensuite ionisés, extraits avec quelques keV puis séparés en masse. Le séparateur et l'ensemble cible source sont installés dans deux salles séparées par un mur de béton de 1.5 m d'épaisseur. Ceci permet de s'affranchir du bruit de fond dû à l'activité de la cible lors des expériences (figure 11). Quatre quadrupoles électrostatiques situés entre la source d'ion et le séparateur permettent d'ajuster la forme du faisceau d'ions afin d'optimiser la transmission et la résolution en masse du séparateur ( $m/\Delta m \sim 1500$ ). Les ions sont séparés en masse par un électroaimant dipolaire en forme de H provenant du séparateur Isocèle 2 [put81, par81], d'indice nul (champ homogène), d'angle de déviation de  $65^\circ$  et de rayon 60 cm. L'aimant permet de faire une sélection en  $A/q$  (où  $A$  est la masse et  $q$  est la charge), or ici comme la charge est majoritairement  $q=+1$ , on a donc une sélection en  $A$ . La dispersion au plan focal se traduit par une distance de 13.7 mm entre les masses 100 et 101 [lau00].

Le faisceau d'intérêt est sélectionné grâce à une fente située au plan focal, puis refocalisé par deux doublets quadrupolaires électrostatiques. Les noyaux sont finalement collectés sur une bande amovible de mylar aluminisé. La bande est montée sur un dérouleur ce qui permet d'évacuer régulièrement les noyaux accumulés.

### 3. Développement de cibles

#### a) Développement d'une cible d'uranium liquide

Nous avons vu que la recherche et le développement de cibles pour la fission obéissent à deux règles simples mais qui semblent contradictoires. Nous voulons tout d'abord produire la plus grande quantité de fragments de fissions par secondes et cela impose, à faisceau primaire égal, d'avoir une grande quantité d'uranium dans la cible. Par ailleurs, la production en grande quantité de fragments de fissions ne nous est d'aucune utilité si ces fragments de fissions restent très majoritairement dans la cible. Il nous faut donc composer avec une grande quantité d'uranium d'une part pour permettre à la technique ISOL d'exprimer tout son intérêt et un temps de relâchement des différents fragments de fission rapide. Cette quête ne date pas d'hier.

Le relâchement efficace de la cible  $UC_x$  s'obtient au détriment de la concentration d'uranium. Afin d'obtenir une cible plus concentrée qui garde toutefois des propriétés de relâchement acceptables, une solution consiste à réaliser une cible d'uranium pur à l'état liquide. La diffusion dans les métaux est beaucoup plus rapide à l'état liquide que solide, avec des coefficients de diffusion supérieurs d'un facteur 100 à 1000. De plus, la présence de courants de convection au sein du liquide favorise le transport des isotopes. Toutefois le film superficiel du liquide constitue une barrière qui peut limiter sensiblement l'efficacité du relâchement. De plus, le parcours d'un noyau de fission dans une cible épaisse liquide est quatre ordres de grandeur plus long que celui d'une cible solide de grains micrométriques.

Dès les débuts d'ISOLDE, des cibles de métaux à l'état liquide ont été expérimentées à des températures entre 800 et 1500°C : Pb liquide pour la production de Hg (cette cible a été développée par le groupe cible source de l'IPN Orsay), Sn liquide pour celle de Cd et Ge liquide pour celle de Zn [hag70]. De même que pour les cibles solides poreuses, un relâchement optimum demande un chauffage aussi élevé que possible. Toutefois à leur différence, la limite en température ne provient pas de la tenue de la cible elle-même mais des taux d'évaporation et de réactions avec l'environnement cible.

La concentration en uranium dans une cible liquide est de l'ordre de 18 g/cm<sup>3</sup> alors que celle de  $UC_x$  dépasse difficilement 3 g/cm<sup>3</sup>. Il en résulte donc qu'à quantité d'uranium égale, une cible liquide est beaucoup plus compacte. Les avantages qui en découlent sont un chauffage homogène plus facile de la cible et de son environnement, un flux de neutrons à travers la cible est plus élevé.

La réalisation d'une telle cible épaisse présente cependant une difficulté majeure. En effet, l'uranium à l'état liquide est extrêmement corrosif et réagit chimiquement avec la plupart des

éléments. Après une étude des propriétés physiques et chimiques de l'uranium liquide, les expériences menées hors ligne avec différents creusets seront traitées. A partir de ces travaux, la première cible mondiale épaisse d'uranium liquide expérimentée en ligne a été réalisée avec succès [kan00]. Une description complète de la cible d'uranium liquide développée à l'IPN Orsay peut être trouvée dans la thèse de Ch. Lau [lau00]. La figure 12 montre le schéma de l'ensemble cible conçu pour contenir 250 g d'uranium liquide.

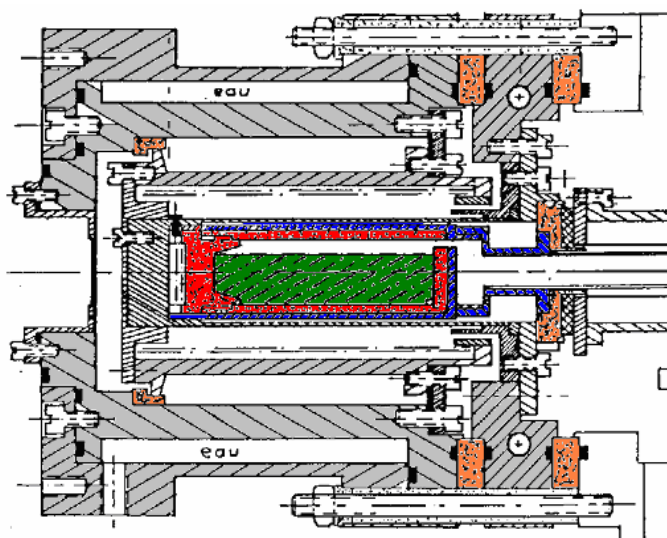


Fig. 12 Schéma de l'ensemble cible U liquide ; le container est indiqué en rouge et l'uranium en vert

Fin mai 2000, cet ensemble a été testé en ligne sur le séparateur PARRNe2. Cette expérience a été effectuée avec une source de type Nier Bernas afin de pouvoir comparer les productions avec la cible d'uranium liquide et les productions obtenues dans les mêmes conditions expérimentales avec une cible de carbure d'uranium. La figure 13 représente les productions qui ont été obtenues pour les atomes de Xe lors des deux expériences. Nous pouvons tirer plusieurs conclusions de ces mesures. Tout d'abord pour des éléments ayant une période supérieure à 14 minutes, on trouve un facteur d'environ 2 entre les deux productions, au bénéfice de la cible d'uranium liquide alors que l'on s'attendait à un facteur 6 due au rapport du nombre de fissions. Dans un deuxième temps, on remarque que pour des isotopes de plus courtes durées de vie, la production en utilisant la cible d'uranium liquide diminue très rapidement, et la cible de  $UC_x$  redevient très vite compétitive.



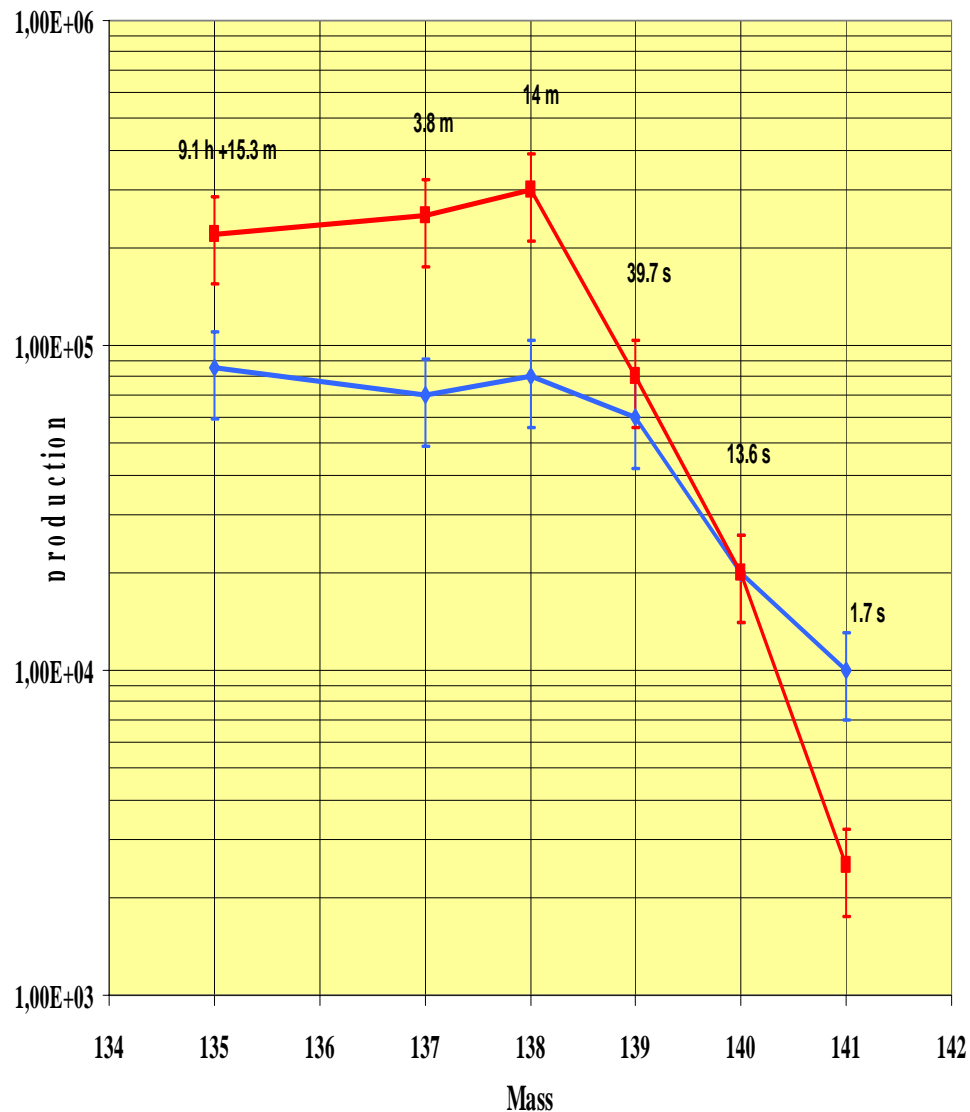


Fig. 13 : Comparaison entre les productions des différents atomes de Xe observés auprès du séparateur PARRNe 2 avec la cible d'uranium liquide 250g (rouge) et la cible de carbure d'uranium (bleu)

En effet les temps de sorties pour les deux cibles ont été mesurées : nous avons trouvé un temps de sortie des Xe de 5s pour la cible de UC<sub>x</sub> et de 112s pour la cible d'uranium liquide. Le tableau ci-dessous reporte les principales caractéristiques de ces deux expériences, et en particulier les efficacités de la source Nier Bernas pour les Xe, obtenu au cours des expériences avec des faisceaux de Xe stables, injectés dans la cible à l'aide d'une micro fuite.

Xe	UCx	U liquide
Tsortie	5 s	112 s
efficacité	0.46%	0.33%
Fissions/mC	$2.5 \cdot 10^8$	$1.5 \cdot 10^9$

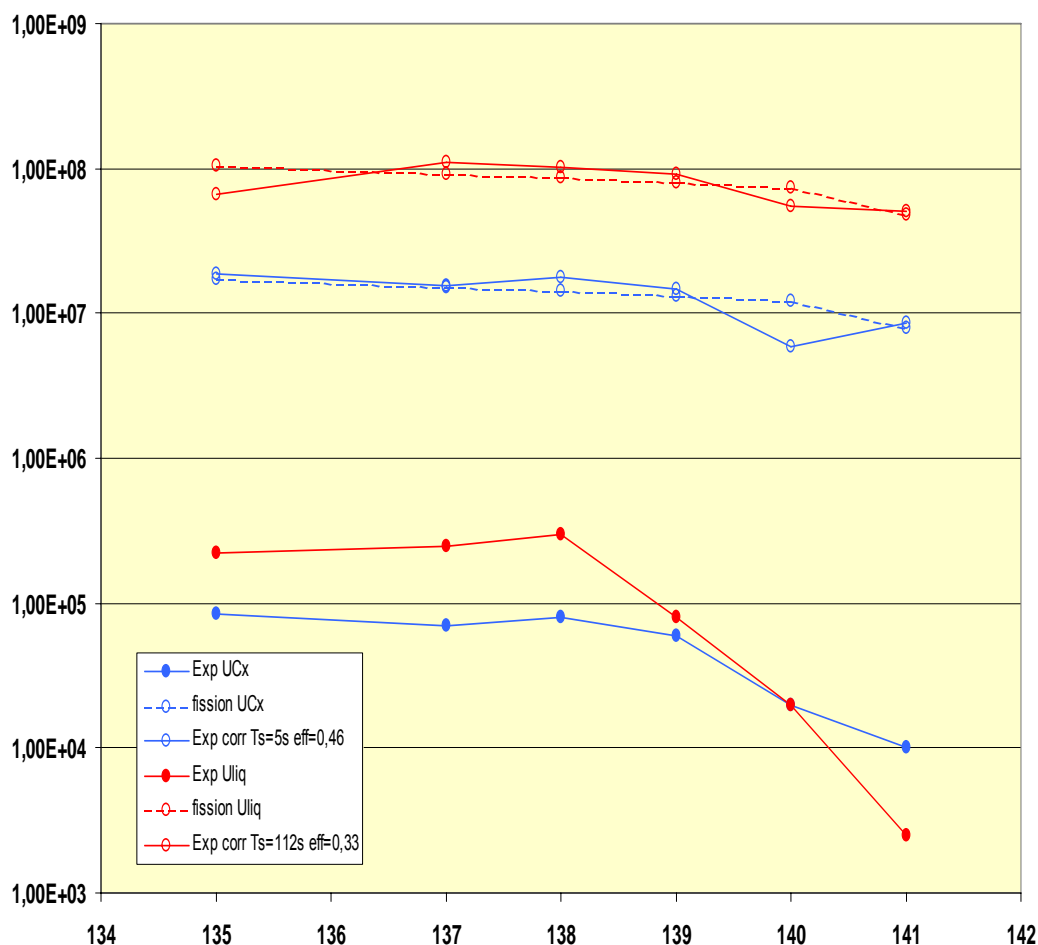


Fig. 14 : comparaison entre les données expérimentales, les données corrigée et les prédictions

Il est alors possible avec ces données d'effectuer une correction du temps de sortie et de l'efficacité de la source pour remonter à la production initiale. La figure 14 montre les production obtenues dans les deux expériences comparés d'une part avec ces productions corrigée dans la cible, et d'autre part les production attendues issues du nombre de fission et de la répartition donnée par isotope issue de la base de donnée de Los Alamos. On remarque alors, toutes corrections faites, que d'une part les données expérimentales correspondent bien à ce qui est attendu, et que l'on retrouve le facteur attendu entre les productions avec la cible d'uranium liquide et celle avec la cible de carbure d'uranium.

### b) Production de cibles de carbure d'uranium à l'IPN

Les cibles utilisées sont constituées par des grains de carbure d'uranium de diamètre quelques dizaines de microns [car79]. La technique de fabrication à l'IPN Orsay est utilisée et perfectionnée par O. Bajeat.

La technique de fabrication a été développée par le groupe ISOLDE du CERN. Elle conduit à former une structure poreuse réfractaire de carbure d'uranium constituée par un mélange de UC et de UC<sub>2</sub>. Les cibles sont des pastilles de 14 mm de diamètre et d'environ 1mm d'épaisseur. L'épaisseur est choisie pour permettre une bonne tenue mécanique. Pour former des pastilles d'uranium, le mélange poudreux d'UO<sub>2</sub> et de graphite est mis sous une compression axiale de 11 tonnes/cm<sup>2</sup> dans un moule en dural afin de rapprocher les grains les uns des autres. Ensuite on effectue un cycle de chauffage continu de ces pastilles dans un creuset de graphite. Dans un milieu excédentaire en graphite, on produit essentiellement du dicarbure d'uranium car le monocarbure d'uranium est instable à une température supérieure à 1200°C. Les pastilles de carbure d'uranium obtenues sont inflammables à l'air. Leur manipulation se fait donc sous un flux continu de gaz inerte (ex. d'argon) pour éviter la réaction d'oxydation très exothermique avec l'oxygène de l'air.

Le système de chauffage est représenté d'une manière schématisée dans la figure 15. Il se compose d'une enceinte à vide dans laquelle est installée un four en graphite. Les pastilles sont placées dans un container en graphite, l'ensemble est mis à l'intérieur du four. Le chauffage du four est réalisé par effet de joule à l'aide d'une alimentation qui peut fournir une puissance de 3 à 4 kW. Cette puissance est suffisante pour atteindre une température de chauffage du four à 2200°C.

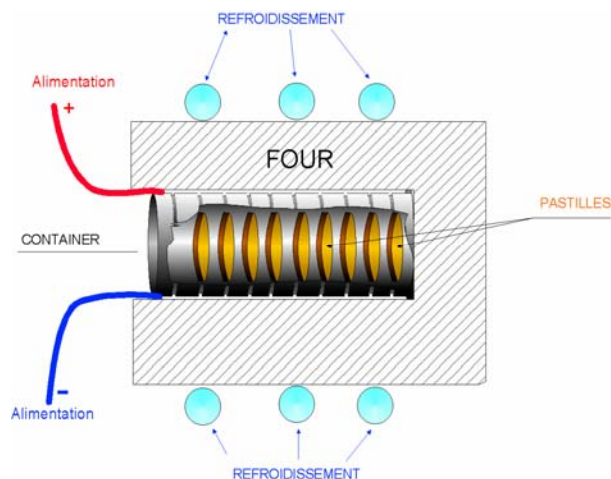


Fig. 15 : Schéma du four de carburation.

Pour réaliser la résistance de four on a doté un tube cylindrique creux en graphite de longueur de 12.5 cm et d'épaisseur de 1.5 mm de dix séries de stries (trois fentes de 0.5 mm d'épaisseur à 120°). Ces stries permettent d'avoir une résistance de 80 mΩ à 2000 °C [lau00].

L'homogénéité thermique de chauffage est assurée par la réalisation d'un usinage adapté des stries le long du four (voir figure 16). Ce four pour contenir jusqu'à 67 pastilles.

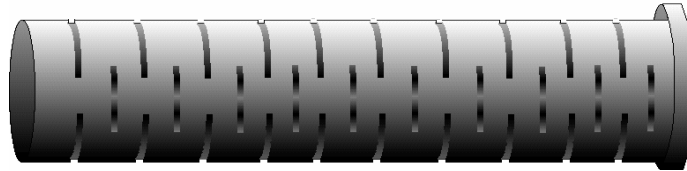


Figure 16 : Schéma de la résistance en graphite.

Pour la préparation des pastilles de carbure d'uranium, on utilise un mélange constitué d'une poudre de graphite et une poudre d'oxyde d'uranium appauvri.

Le développement de la fabrication et de l'étude des cibles de fission demande une salle appropriée située dans le bâtiment abritant le Tandem d'Orsay. En effet, pour répondre aux exigences de sécurité et de proximité, il est judicieux et nécessaire que la salle de carburation soit proche de l'aire expérimentale où les cibles fabriquées sont irradiées en ligne. Cette salle permettra également de localiser l'ensemble des activités de R&D impliquant l'usage de matière nucléaire comme l'uranium ou le thorium. Dans la mesure où cette salle s'inscrit dans le cadre des projets PARRNe, ALTO et SPIRAL 2. Nous avons défini des besoins réels en terme d'espace et d'équipements nécessaires qui nous ont conduit à établir le budget demandé pour cet aménagement en zone contrôlée. Nous disposons donc maintenant à l'IPN d'un ensemble unique pour la R&D sur les cibles et sources avec d'une part une salle de carburation en zone contrôlée entièrement équipée et décontaminable, et d'autre part d'une salle de montage et de test de l'ensemble des cibles et sources étudiées.

### **c) Développement de la cible pour SPIRAL2**

Le projet ALTO qui sera développé dans le dernier chapitre, est intimement liée au projet SPIRAL2 du GANIL. En particulier toute la R&D sur les ensembles cibles sources pour ALTO doivent bénéficier à SPIRAL2. La salle de carburation qui vient d'être mise en place à l'IPN (figure 17) servira à mettre au point les premiers prototypes de la cible de SPIRAL2. Cette recherche est déjà bien avancée et cette cible est déjà prête ainsi que le four spécifique qui lui est associé (figures 18 et 19)



Fig. 17 : Salle de carburation au bât 109 de l'IPN

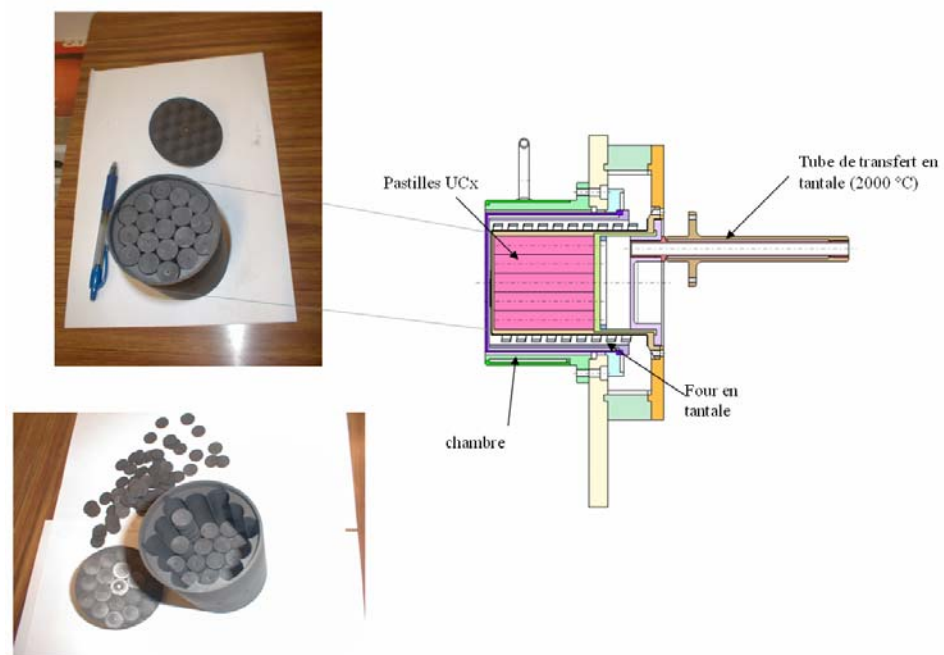


Fig 18 : premier prototype de la cible SPIRAL2

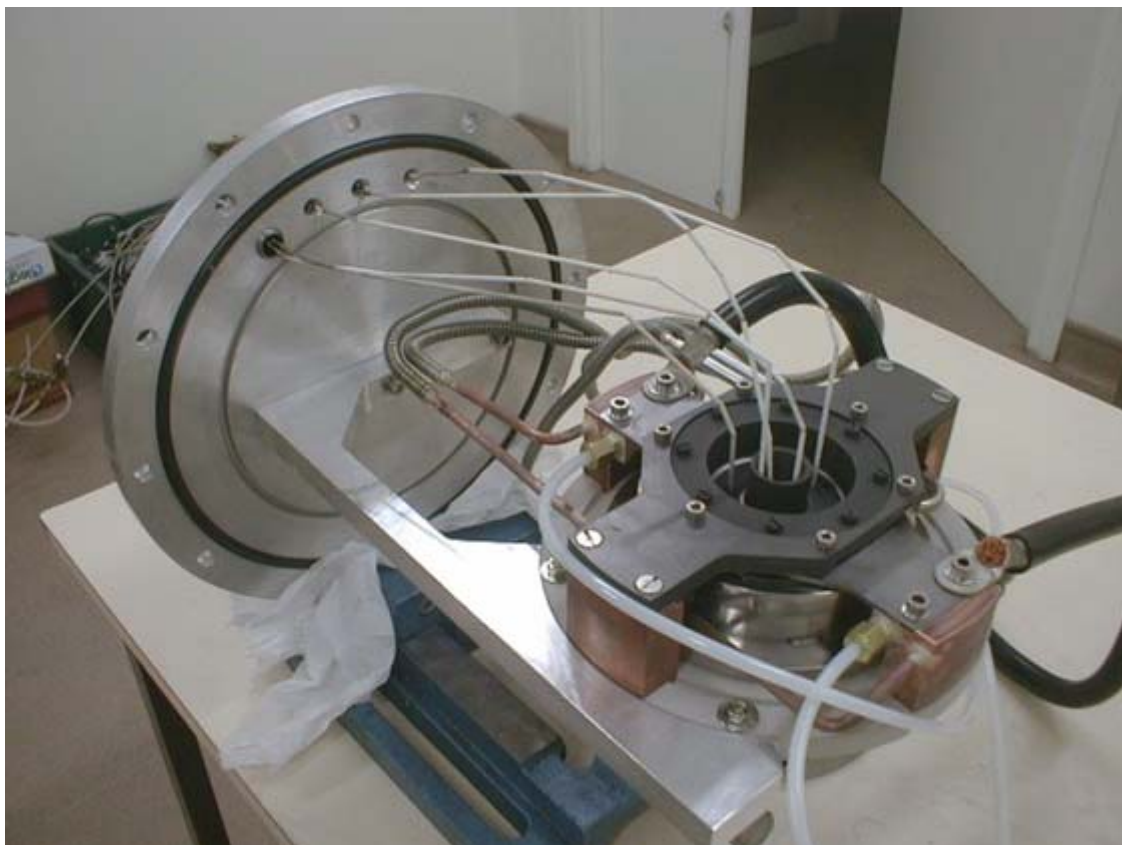


Fig 19 : Etude du four dédié à la cible SPIRAL

## 4. Développement de sources

### a) Source universelle ? : L'exemple de la source à plasma chaud

Le choix de la source accolée à la cible est un élément essentiel dans l'optimisation des ensembles cible sources. Ce que l'on demande tout d'abord à une source c'est d'ioniser rapidement les éléments afin de ne pas perdre les plus exotiques et ce avec une efficacité maximale. Les sources dites universelles sont des sources qui possèdent une bonne efficacité pour la plupart des éléments ce qui à l'avantage de n'avoir à utiliser qu'une seule source pour fournir différents faisceaux très rapidement. La source que nous avons le plus couramment utilisée lors des expériences auprès de PARRNe est une source à plasma chaud dite « MK5 » selon la dénomination de ISOLDE.

A la sortie de la cible chauffée, le tube de transfert achemine les atomes jusqu'à une source d'ions à plasma chaud de type MK5-ISOLDE [sun92]. Cette source d'ions fonctionne sur le principe FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge [kir76]) et peut être portée jusqu'à 1900°C (voir figure 20). L'ensemble est chauffé au moyen d'un courant qui passe par le tube de transfert, puis la cathode, par l'anode, puis retourne vers le support de la cible. La

particularité de cette source est qu'il n'est besoin que d'une seule haute tension pour chauffer à la fois l'anode, la cathode et le tube de transfert. L'anode est un cylindre de Molybdène électriquement isolé du reste de la source et portée à une tension de 100 à 200 V, dans laquelle on maintient un vide de l'ordre de  $10^{-4}$  bar. L'extrémité qui se trouve face à la cathode est composée d'une grille de graphite, les trous de la grille permettent aux électrons de passer dans l'anode afin de former l'arc de décharge.

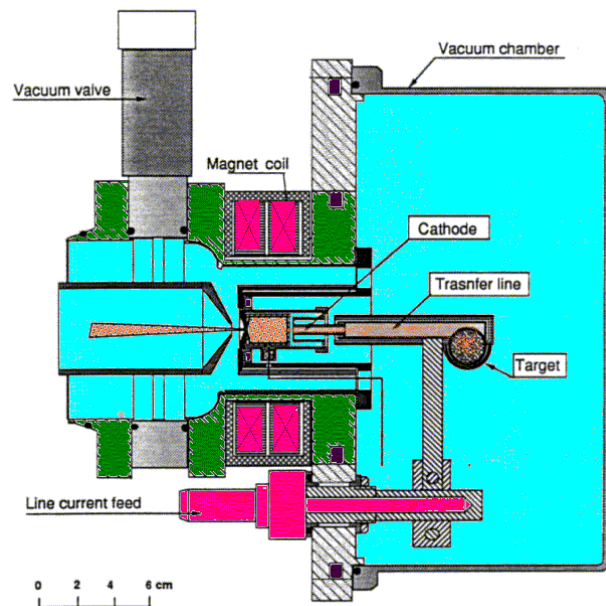


Fig. 20 : Schéma de la source MK5

La cathode est un cylindre de Tantale par lequel passent les atomes pour arriver dans la chambre à décharge. Elle est soudée au tube de transfert et reliée à la masse. La distance entre la cathode et la grille de l'anode est de quelques mm. La différence de potentiel entre l'anode et la cathode va arracher des électrons de la cathode qui vont être accélérés dans la chambre à décharge. Afin d'augmenter le parcours des électrons, l'ensemble est situé dans un champ magnétique.

Les atomes sont ionisés par ce courant d'électrons, et ressortent de l'anode par l'extrémité opposée à la cathode dans laquelle est ménagée une ouverture circulaire de quelques mm de diamètre. En sortie de la source d'ions, les atomes sont essentiellement chargés  $1^+$  (il y a un facteur 10 entre chaque charge : pour 100 noyaux chargés  $1^+$ , on en a 10 chargés  $2^+$ , 1 chargé  $3^+$ , etc.). Ils sont soumis à une différence de potentiel de 30 kV afin d'être transportés jusqu'au séparateur en masse puis au point de détection.



## Production /s/μA

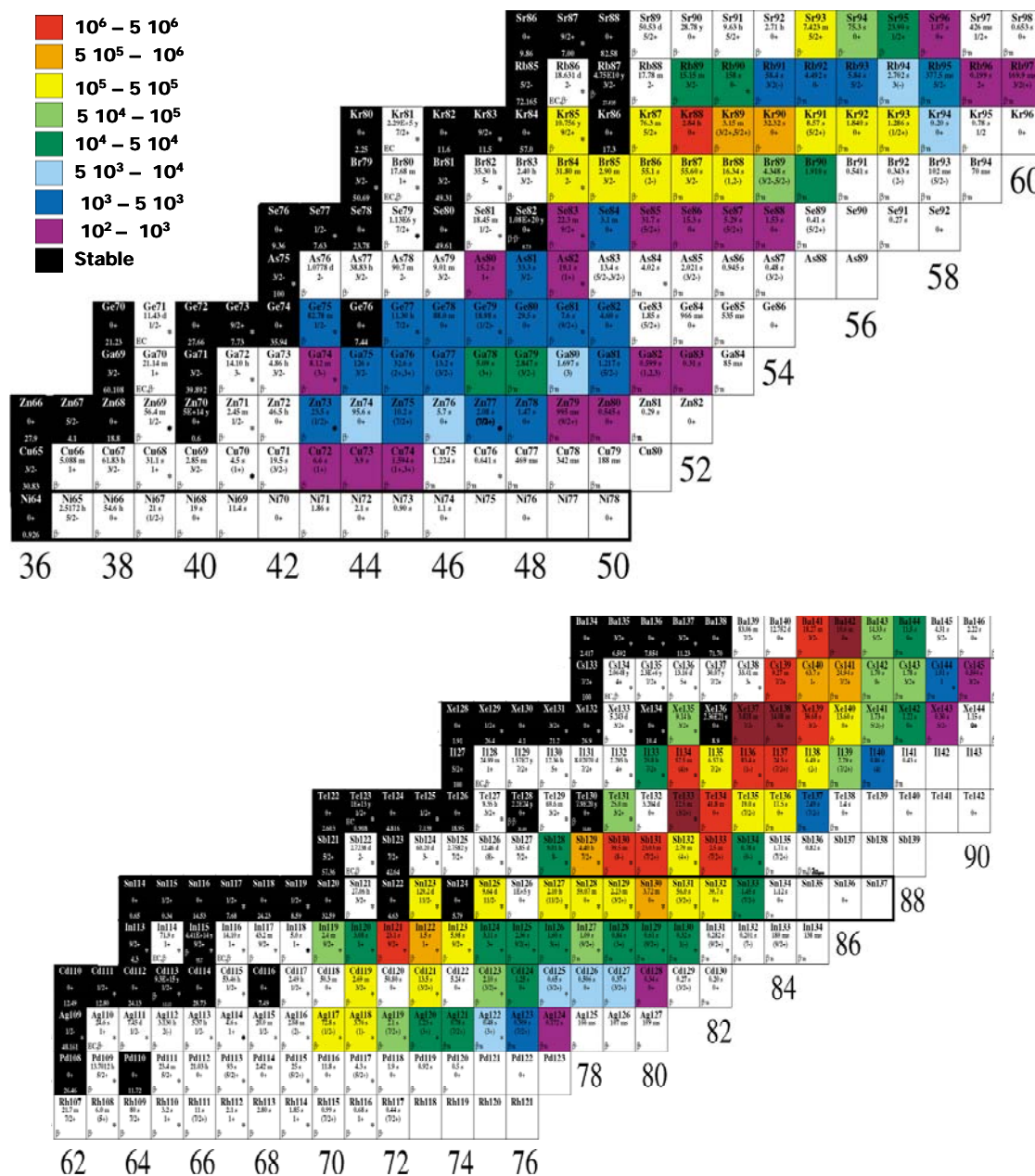


Fig. 21 : Productions obtenues sur PARRNe au point de mesure, avec une source MK5 et pour 1μA de faisceau de deuton

Une première série de mesures a été réalisée en décembre 2000 avec une source d'ions à plasma chaud de type MK5. Une vingtaine d'éléments allant du cuivre au strontium et de l'argent au baryum, couvrant une centaine d'isotopes en tout, ont été extraits, ionisés et séparés en masse. Cette expérience a révélé que l'on pouvait atteindre des faisceaux d'intensité de  $10^7$  noyaux par seconde et par μA de faisceau de deuton. A titre d'exemple, le



noyau  $^{132}\text{Sn}$  doublement magique a été produit à  $3,5 \cdot 10^5$  noyaux/s/ $\mu\text{A}$  ; et le noyau de  $^{78}\text{Zn}$  a lui été observé avec un taux de production de  $2 \cdot 10^3$  noyaux/s/ $\mu\text{A}$  [lau03].

Les résultats des différentes productions mesurées sont compilés sur la figure 21. Les productions sont mesurées au point de détection, les chiffres donnés sur cette figure sont donc les productions directement accessibles à l'expérimentateur.

## **b) Sources sélectives ? Ionisation de surface et laser**

Le principal défaut des sources universelles est d'être justement universelles et donc d'ioniser tous les éléments ce qui a pour conséquence d'introduire dans le faisceau une très forte contamination isobarique. Afin d'avoir à notre disposition des faisceaux purs, il faut développer des sources sélectives (qui n'ionisent qu'un seul élément ou famille d'élément) tout en gardant une bonne efficacité.

### **Sources à ionisation de surface**

Les sources à ionisation de surface fonctionnent sur un principe tout simple : des atomes possédants un faible potentiel d'ionisation ( $< 6$  eV) qui interagissent avec une surface métallique (appelée ioniseur) portée à haute température, sont réémis sous forme d'ions mono chargés. C'est le cas en particulier des alcalins (Rb et Cs pour ce qui est des fragments de fissions) ainsi que des éléments In et Ga mais dans une moindre mesure. Cette source est par essence même sélective puisqu'elle ne peut ioniser que des alcalins mais avec des efficacités très importantes, de l'ordre de 80%. L'ensemble cible source d'ions se compose d'un four cible connecté à un tube transfert permettant d'acheminer les produits de la cible vers le tube d'ionisation. Nous avons donc à la place de la source d'ions (comme celle décrite précédemment) un simple tube chauffé à haute température. Le tube que nous avons choisi était en tungstène avec un diamètre interne de 3 mm une épaisseur de 0.1 mm, et une longueur de 21 mm. Il est emmanché en force dans le tube de transfert en tantale.

Nous avons effectué une série de mesure de production avec cette source à ionisation de surface. L'intérêt principal de cette expérience (baptisée ALCAPARRNe) était de comparer les productions des alcalins en utilisant des neutrons rapide auprès de PARRNe avec des mesures préalablement effectuées auprès d'ISOLDE avec des protons de 1GeV dans le cadre du projet EURISOL [pfe03]. L'une des originalités de cette expérience a été l'utilisation pour la première fois sur PARRNe d'un détecteur de neutrons à  $^3\text{He}$  de haute efficacité (environ 30%) dont on voit la photo sur la figure 22 à gauche. Ce détecteur est un compteur proportionnel constitué de 49 chambres d'ionisations cylindriques remplies par  $^3\text{He}$  (Fig. 22 droite). Ces chambres sont logées dans une matrice en Polyéthylène entourant le point d'implantation du faisceau d'ions afin qu'elles permettent une détection sur un angle de  $4\pi$ .



Figure 22 : Photographie de l'ensemble de détection utilisé à ALCAPARRNE (gauche). Photographie des chambres d'ionisation du détecteur de neutron (droite)

Les résultats des productions que nous avons obtenus pour les isotopes de Rb et de Cs sont reportés sur la figure 23. Des mesures de temps de sortie ont également été effectués sur ces isotopes et ils ont permis de remonter directement à la production à l'intérieur de la cible ces résultats sont compilés sur les figures 24 et l'on remarque l'extrême correspondance entre les prédictions théoriques et les valeurs expérimentales corrigées des temps de sorties. Ce travail a fait l'objet de la thèse de F. Hosni [hos04].

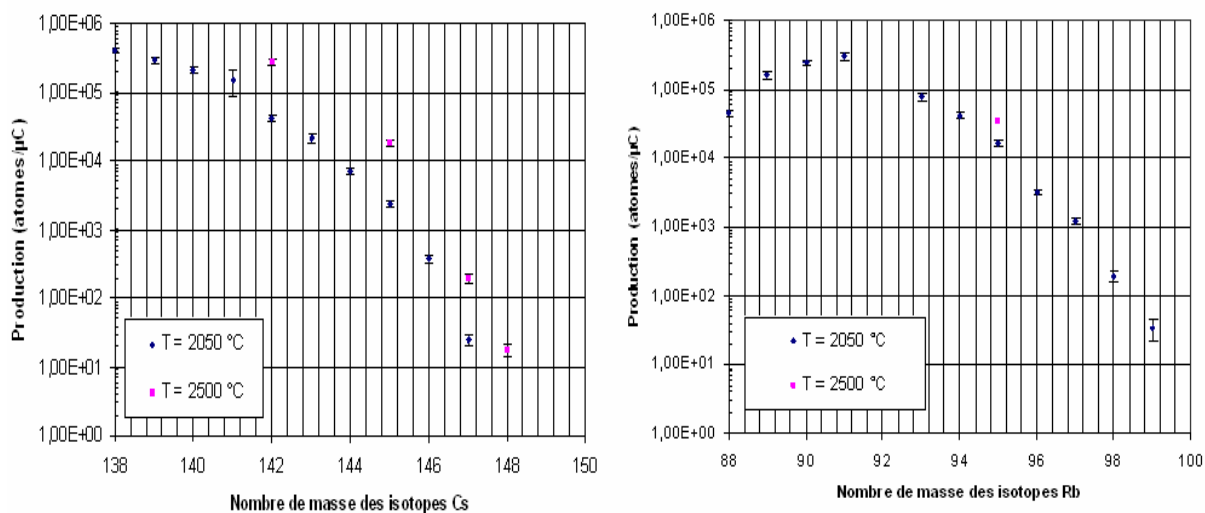


Fig. 23 : production des alcalins lors de l'expérience ALCAPARRNe [hos04]

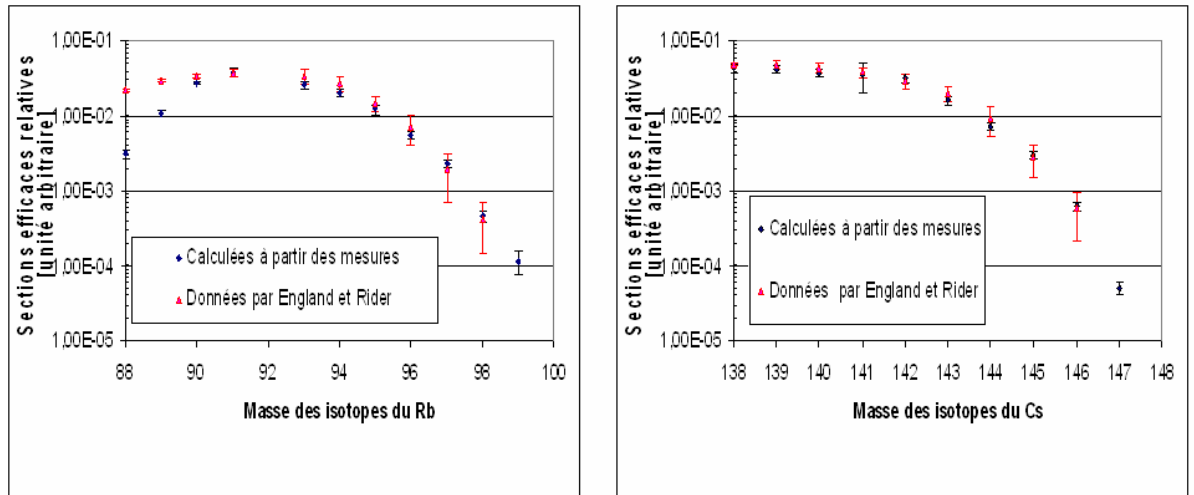


Fig. 24 : comparaison entre les prédictions théoriques et les valeurs expérimentales corrigées des temps de sortie [hos04]

### Développement d'une source laser à PARRNe

Les sources d'ions classiques permettent de produire des ions mono chargés séparés en masse et très difficilement en Z. Ainsi lorsque l'on veut étudier des noyaux très peu produits, on peut être contaminé par des éléments voisins. Une source laser, dont le principe repose sur l'ionisation résonante par laser, permet d'ioniser sélectivement un élément de Z donné, le séparateur magnétique se chargeant ensuite de faire la séparation en masse, on se retrouve alors, en théorie, avec un faisceau isotopiquement pur.

Le principe d'une source laser est le suivant :

Le corps de base d'une telle source est très semblable à celui d'une source à ionisation de surface avec un tube en tungstène. Les atomes effluent hors de la cible vers le tube en tungstène (capillaire) et entrent en interaction avec des faisceaux laser où ils sont ionisés de façon résonnante. Nous avons développé pour PARRNe une source à ionisation laser destinée à l'ionisation des étains. Cette source, mise en place par F. Le Blanc, constitue un prototype de faisabilité utilisant des lasers de faible taux de répétition. En effet, l'efficacité d'une source laser utilisant un capillaire est donnée par

$$\mathcal{E}_{\text{cap}} = \frac{f \cdot \mathcal{E}_{\text{pi}}}{\left( f \cdot \mathcal{E}_{\text{pi}} + \frac{dv}{4L^2} \right)}$$

Où  $f$  est la fréquence de répétition du laser,  $\mathcal{E}_{\text{pi}}$  l'efficacité de photo ionisation des transitions laser choisies,  $d$  le diamètre du capillaire,  $L$  sa longueur (voir figure 25) et  $v$  la vitesse des atomes à l'intérieur du capillaire.

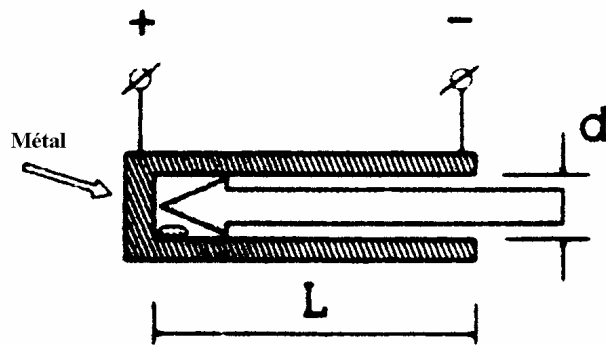


Fig. 25 : dimension du capillaire utilisé pour la source à ionisation laser

Pour des fréquences de répétition de l'ordre de 10kHz du laser, il est possible d'atteindre des efficacités de l'ordre de 20 à 30% sur l'ionisation de l'étain. Pour notre prototype nous avons utilisé un laser ayant une fréquence de répétition de 30Hz. Le but à atteindre étant de prouver le fonctionnement du prototype puis de passer à un laser avec une grande fréquence de répétition (mais onéreux) pour atteindre des efficacités élevées. Le prototype a été installé à l'IPN au bât 106 auprès du séparateur hors ligne (SIHL) (voir figure 26)

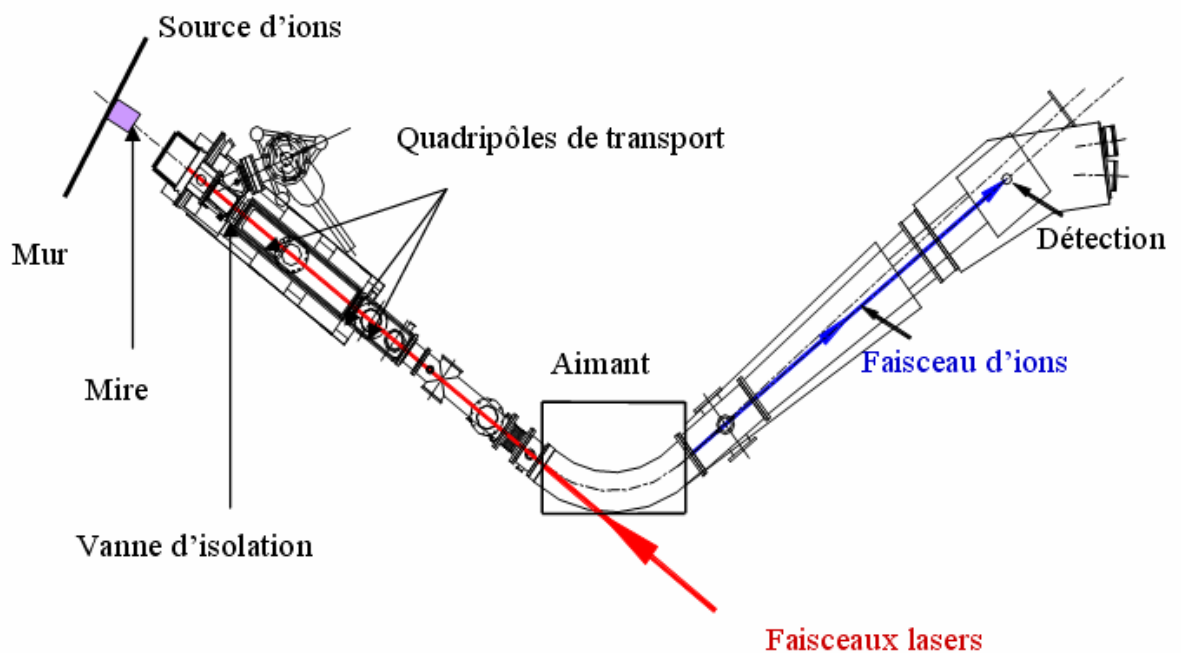


Figure 26 : Le séparateur d'isotopes (SIHL) utilisé pour mettre en oeuvre la source d'ions laser.

L'année 2003 a été un grand succès pour le développement de la source laser. Nous avons en effet réussi à ioniser des atomes d'étain stables avec l'efficacité attendue étant donné la fréquence de répétition de notre laser. La figure 27 montre l'ensemble des ions d'étains ionisés au niveau du plan focal du séparateur SHIL. On reconnaît l'ensemble des différents isotopes d'étains stables. L'étape suivante consiste maintenant dans l'acquisition d'un laser de grande fréquence de répétition, ainsi que dans le développement de schéma d'ionisation pour d'autres éléments que l'étain. Notre premier objectif est de développer un schéma d'ionisation

pour le Cu, ce qui nous permettra d'avoir une source isotopiquement pure très efficace et extrêmement importante pour nos études de spectroscopie dans la région N=50 (voir chapitre suivant). D'éléments en éléments, nous pourrions ainsi développer une source à la fois efficace, sélective et universelle (au prix d'un changement de longueur d'ondes au niveau des lasers) qui constituera le premier élément de la source 1<sup>+</sup> pour SPIRAL 2.

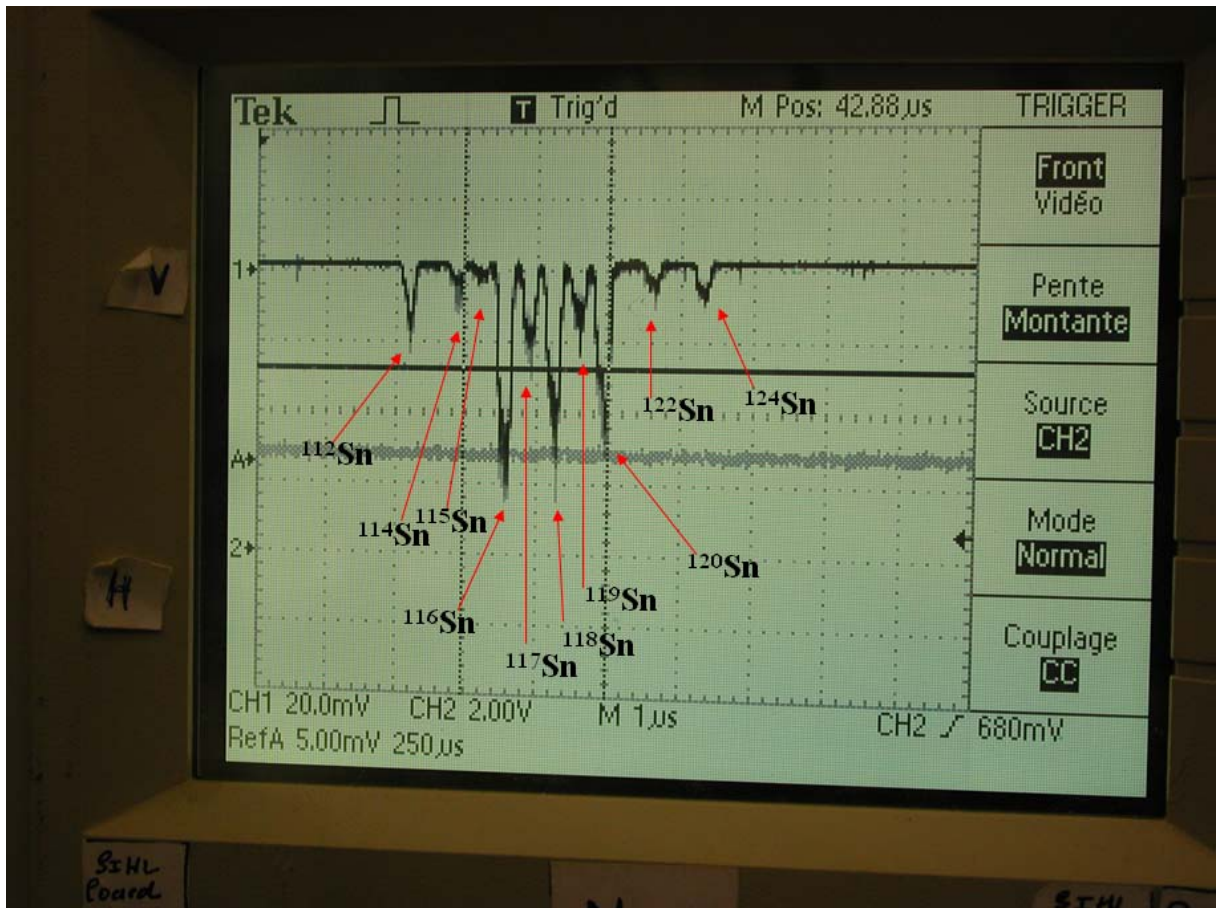


Fig. 27 : spectre des étains ionisés par la source laser observé à l'oscilloscope

## 5. Mesures de temps de sortie

Le programme de mesures de temps de sortie auprès de PARRNe a fait l'objet d'un article [rou02] qui est reporté ci-dessous.



## IV. Evolution de la magicité dans la région N=50

### A. Introduction et contexte international

L'étude de l'évolution des effets de couche très loin de la vallée de stabilité  $\beta$  constitue à l'heure actuelle un axe majeur de la recherche en physique nucléaire tant sur le plan expérimental que théorique. En particulier dans les noyaux contenant un nombre de neutrons en fort excès par rapport au nombre de protons, de nouveaux comportements de la matière nucléaire sont attendus : arrangement de l'excès de population neutronique en « peau », dilution de l'interaction spin-orbite et modification des nombres magiques établis de longue date aux alentours de la vallée de stabilité [may48, dob94].

La région proche de la double fermeture de couche  $Z=28$  et  $N=50$  effectivement caractérisée par un rapport  $N/Z$  très élevé, constitue un lieu de choix pour l'étude de ce dernier point. De nombreux efforts ont été employés afin de déceler les premiers signes d'affaiblissement des effets de couche le long de  $Z=28$  et  $N=50$  dont nous donnerons un aperçu dans la section suivante. Quant au noyau  $^{78}\text{Ni}$  situé au croisement de ces deux nombres, dont l'existence a été prouvée [eng95, ber95], il est resté jusqu'à maintenant inaccessible aux études directes de structure et la question de sa double magicité reste ouverte.

Sur la figure 1 est représentée la limite au moment où nous avons abordé la thématique de la région  $N=50$  des noyaux pour lesquels on disposait de données spectroscopiques concernant des états autres que l'état fondamental.

Parmi les méthodes de production des noyaux riches en neutrons proches de  $Z=28$  employées jusqu'à maintenant, on distingue essentiellement les collisions profondément inélastiques d'ions lourds, la fragmentation du projectile et la fission en cible mince.

La spectroscopie gamma de fragments obtenus dans des collisions d'ions lourds profondément inélastiques en utilisant comme projectiles  $^{64}\text{Ni}$  ou  $^{70}\text{Zn}$  a permis de mettre en évidence des états de longue durée de vie comme l'état  $8^+$  dans  $^{68}\text{Ni}_{40}$  ou  $19/2^-$  dans  $^{69}\text{Cu}_{40}$  [pax94, bro95, ish00, ish02].

La fragmentation du projectile comme  $^{86}\text{Kr}$  ou  $^{70}\text{Zn}$  au GANIL suivi d'analyse en vol des fragments dans le spectromètre LISE3 ont permis l'étude de la décroissance d'états isomères dans la région  $Z=28$  et  $N=40$  [grz98] et ont permis en particulier de déterminer la valeur du  $B(E2)$  entre l'état fondamental et le premier état excité  $2^+$  du noyau  $^{68}\text{Ni}_{40}$  [sor02].

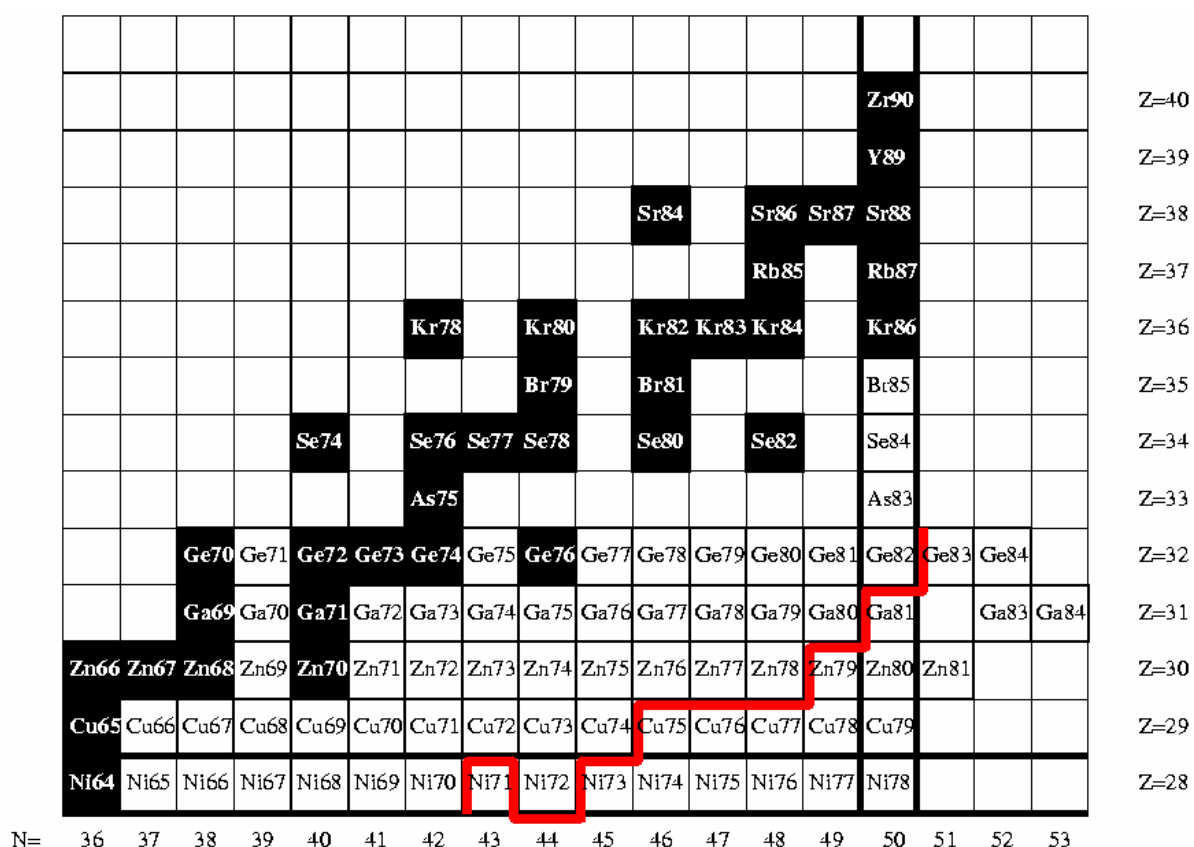


Fig. 1 : limite des connaissances sur la structure des noyaux au nord ouest de  $^{78}\text{Ni}$ , au début du programme N=50 à PARRNe

Ce dispositif a également permis d'observer la décroissance de l'état isomérique  $8^+$  de  $^{78}\text{Zn}$  [dau00] et ainsi dévoiler une partie de la structure de ce noyau très proche de  $^{78}\text{Ni}$ .

Une nouvelle série de résultats a également été obtenue auprès du spectromètre LISE en particulier la décroissance radioactive  $^{72}\text{Co}_{45} \rightarrow ^{72}\text{Ni}_{44}$  [saw03]. Très récemment une expérience à laquelle nous avons participé, toujours auprès du spectromètre LISE, a mis en évidence un isomère dans le noyau  $^{76}\text{Ni}$  [saw04].

Enfin, il faut noter la méthode très efficace mise en œuvre auprès du cyclotron de Louvain-La-Neuve, consistant à produire les noyaux d'intérêt en bombardant une cible mince de  $^{238}\text{U}$  avec le faisceau de 30 MeV de protons. Les produits de fission sont ensuite neutralisés et thermalisés dans un gaz avant d'être ionisés sélectivement par laser et séparés en masse. Cette technique a permis d'étudier la décroissance  $\beta$  de  $^{66,68,70}\text{Co}$  [mue00] et de  $^{68-74}\text{Ni}$  [fra98, fra01].



## B. Initiation de la thématique N=50

Les résultats que nous avons obtenus sur la productions des noyaux très riches en neutrons légers et présentés dans le chapitre précédent nous on rapidement permis de pouvoir initier une thématique de recherche sur la persistance de la « magicité » dans le voisinage de  $N=50$ .

## 1. Expériences « $\beta$ decay » à PARRNe [per04]

L'étude de la structure à basse énergie des noyaux situés le long et autour de  $Z=28$ ,  $N=50$  (voir figure 2) permet de tester la persistance de ces nombres magiques lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité, et en particulier de tester le caractère doublement magique du  $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ . Un des objectifs étant de déterminer si des calculs de type modèle en couche, qui supposent un coeur inerte de  $^{78}\text{Ni}$ , permettent de prédire ou de reproduire les premiers niveaux excités dans ces noyaux.

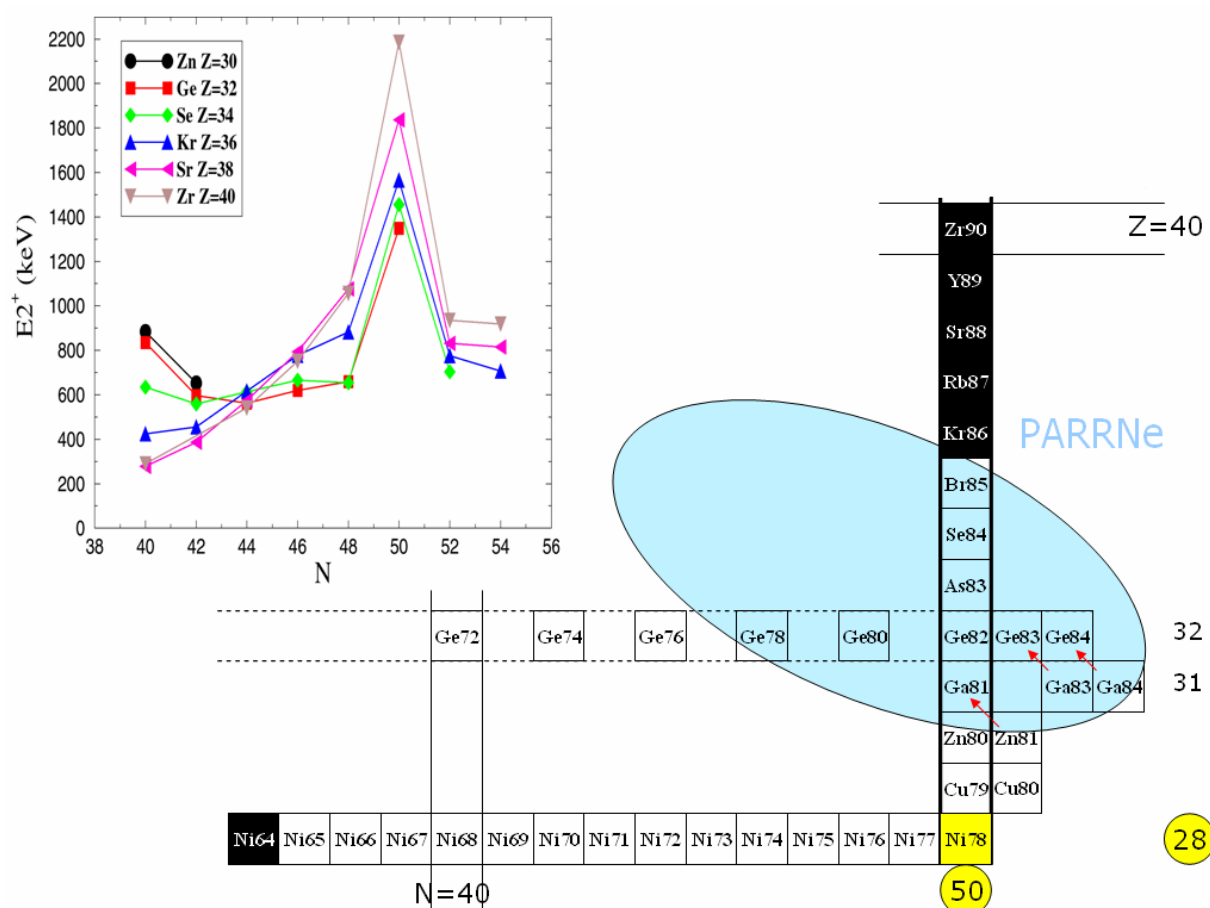


Fig. 2 : Représentation de la région d'étude N=50. La partie bleutée représente les noyaux accessibles auprès de PARRNe en utilisant le faisceau de deutons de 26 MeV fourni par le Tandem d'Orsay. En encadré, évolution des états 2+ des noyaux pair-pairs possédants un nombre de neutron égal à 50.

#### a) Etude du noyau « N=51 » $^{83}\text{Ge}$

L'étude des décroissances  $\beta$   $^{83}\text{Ga}_{52} \rightarrow ^{83}\text{Ge}_{51}$  et  $^{84}\text{Ga}_{53} \rightarrow ^{84}\text{Ge}_{52}$ , ( $T_{1/2}^{83}\text{Ga}$ ) =  $310 \pm 10$  ms et ( $T_{1/2}^{84}\text{Ga}$ ) =  $85 \pm 10$  ms a été effectuée à l'aide de mesures de coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ , et  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ , afin de déterminer les schéma de niveau des premiers états excités de bas spin des noyaux fils (voir figure 2). Une deuxième expérience a également été effectuée dans le but de peupler les premiers états excités de  $^{81}\text{Ga}$  et de déterminer ainsi les états de particules proton présents à basse énergie (décroissances  $\beta$   $^{81}\text{Zn}_{51} \rightarrow ^{81}\text{Ga}_{50}$ ).

Pour les deux expériences, les noyaux de Ga et de Zn étudiés ont été produits par fission d'uranium induite par des neutrons rapides, et ionisés par une source d'ions à plasma chaud de type MK5 ISOLDE chauffée à 1800°C. Lors de l'expérience sur le Zn, l'ensemble cible source d'ions utilisé, avec succès, avait été entièrement réalisé à Orsay. Les ions sont extraits à 30 kV, séparés en masse et collectés sur la bande de mylar amovible.

La bande de mylar est entourée d'un scintillateur plastique «  $4\pi$  » cylindrique relié à un photomultiplicateur afin de détecter les électrons issus des décroissances  $\beta$ . De chaque côté de la bande sont disposés deux détecteurs germanium gros volume en géométrie très rapprochée (voir figure 3) ce qui a permis d'atteindre une efficacité  $\gamma$  absolue de  $3,6 \cdot 10^{-3}$  à 1408 keV en sommant les contributions des deux détecteurs.

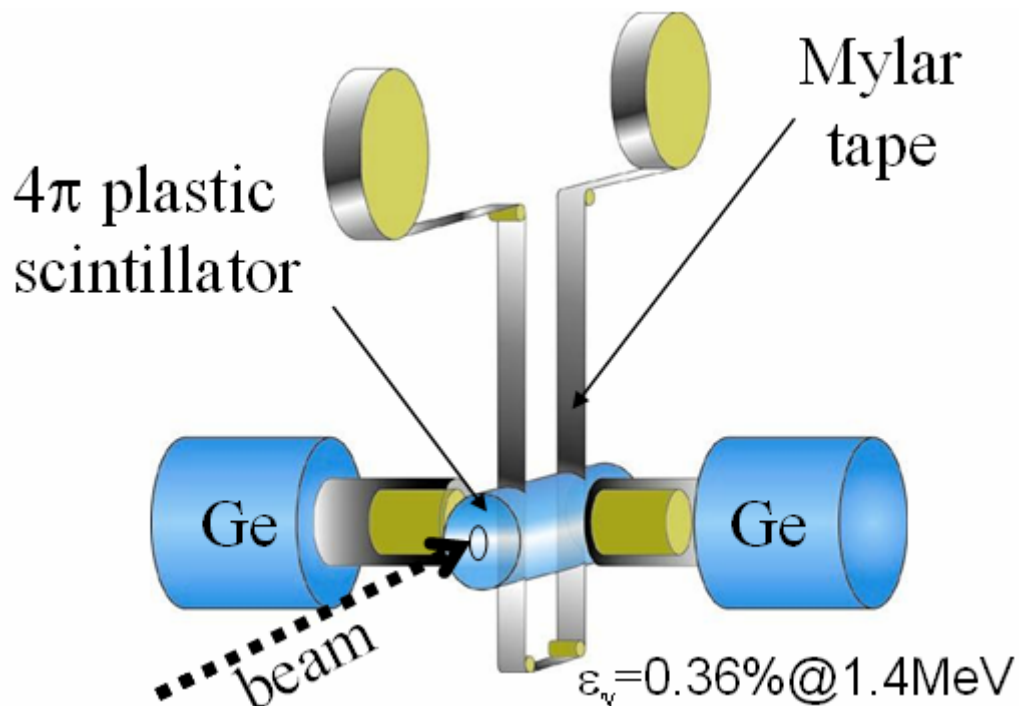


Fig. 3 : Dispositif expérimental utilisé lors des expériences PARRNe

Les noyaux que l'on veut étudier ont des périodes très courtes :  $310 \pm 10$  ms pour le  $^{83}\text{Ga}$  [tul92],  $85 \pm 10$  ms pour le  $^{84}\text{Ga}$  [tul81] et  $290 \pm 50$  ms pour le  $^{81}\text{Zn}$  [kra91]. Afin de ne pas être noyé par les contributions des isobares, produits avec des intensités beaucoup plus grandes et ayant des périodes beaucoup plus longues, on effectue le cycle suivant : pendant 1 seconde, on collecte le faisceau sur la bande, puis pendant encore 1 seconde, on coupe le faisceau tout en continuant d'incrémenter les spectres. A la fin des 2 secondes, le dérouleur envoie un signal qui stoppe l'acquisition et déplace la bande afin d'évacuer la radioactivité. Une fois la bande vierge en place, le dérouleur envoie un nouveau signal qui permet à l'acquisition de redémarrer, et on reprend le cycle de collection/décroissance. Le contrôle des cycles, et la gestion du faisceau et du dérouleur d'une part, et de l'acquisition d'autre part, est assurée au moyen d'un PC qui permet de synchroniser toutes les étapes (voir figure 4).

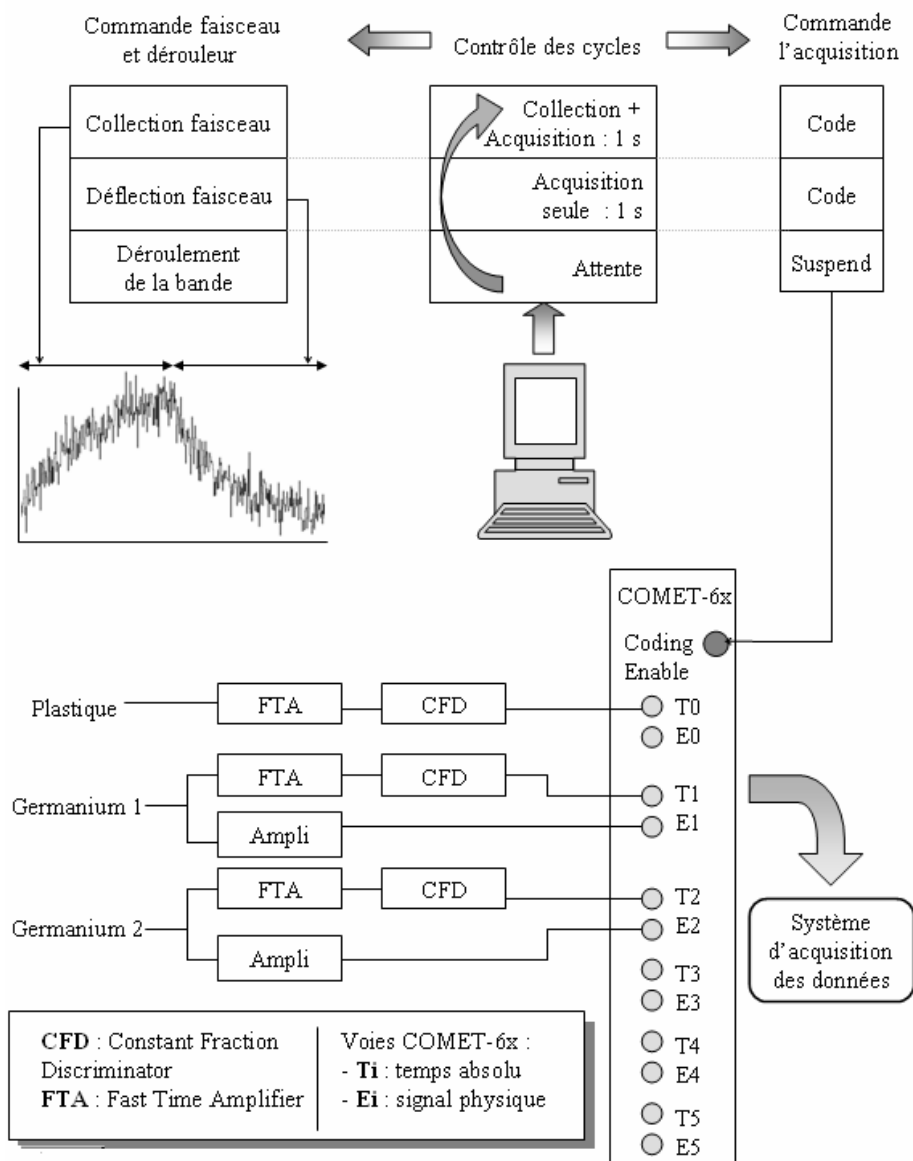


Fig. 4 : Synopsis d'une expérience de radioactivité à PARRNe. Les différentes étapes de l'expérience sont synchronisées par un pc qui commande le faisceau et l'acquisition.

L'acquisition des données se fait grâce à une carte électronique à 6 voies appelée COMET-6X (COdage Marqué En temps) développée par l'IPN [leb00]. Avec ce système, l'acquisition n'est pas conditionnée : chaque détecteur (scintillateur plastique et germaniums) est considéré comme une source indépendante pour laquelle on code le signal physique (amplitude, charge...), associé à un code de temps absolu avec une précision de 400 ps.

Les données issues des différentes sources indépendantes sont traitées informatiquement, en temps réel pour le contrôle du bon déroulement de l'expérience, puis en temps différé lors de l'analyse. Ce module peut coder jusqu'à 20000 événements par seconde et par voie.

Ce système d'acquisition permet de régler à posteriori la taille des fenêtres de coïncidence lors de l'analyse. Au cours des expériences décrites ici, trois voies ont été utilisées : une voie pour le scintillateur plastique (voie  $\beta$ ) sur laquelle on ne code que le temps, et deux voies pour les germaniums (voies  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ ). Le spectre conditionné par l'émission d'un électron  $\beta$  et observé à l'issue de l'expérience est représenté sur la figure 5.

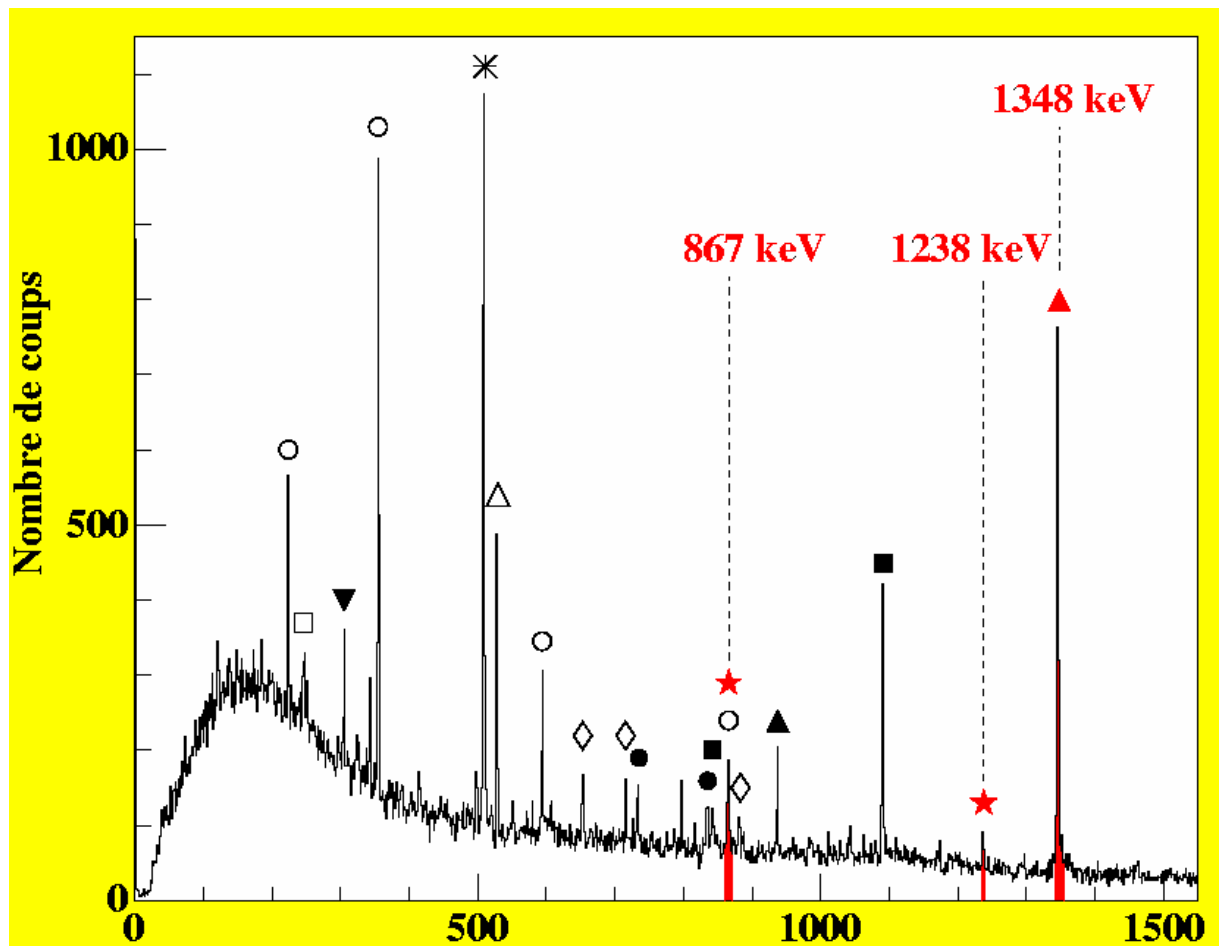


Fig. 5 : Spectres en énergie obtenu sur la masse 83. Les raies issues de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  sont indiquées en rouge. Les principales transitions dues à la décroissance des isobares, ont été repérées ici par différents symboles ( $\circ$   $^{83}\text{Se}$ ,  $\square$   $^{83}\text{Y}$ ,  $\blacktriangledown$   $^{83}\text{Zr}$ ,  $\triangle$   $^{83}\text{Rb}$ ,  $\bullet$   $^{83}\text{As}$ ,  $\diamond$   $^{83}\text{Sr}$ ). On voit les transitions issues de la décroissance  $\beta\text{n}$  du  $^{83}\text{Ga}$  vers le  $^{82}\text{Ge}$  ( $\blacktriangle$ ), et des transitions issues de la décroissance du  $^{82}\text{Ge}$  ( $\blacksquare$ ). Deux nouvelles transitions ont été mises en évidence ( $\star$ ) à 867 keV et 1238 keV. Les énergies sont indiquées en keV

Comme l'évolution en temps durant chaque cycle est enregistré pour chaque transition du spectre, il est possible d'attribuer l'appartenance de la raie à une décroissance à partir de la période du noyau père. La figure 6 représente les différents modes de décroissance de l'état fondamental du  $^{83}\text{Ga}$ . Par décroissance  $\beta^-$ , ce noyau alimente des états excités du  $^{83}\text{Ge}$  et par décroissance  $\beta n$  des états excités de  $^{82}\text{Ge}$ .

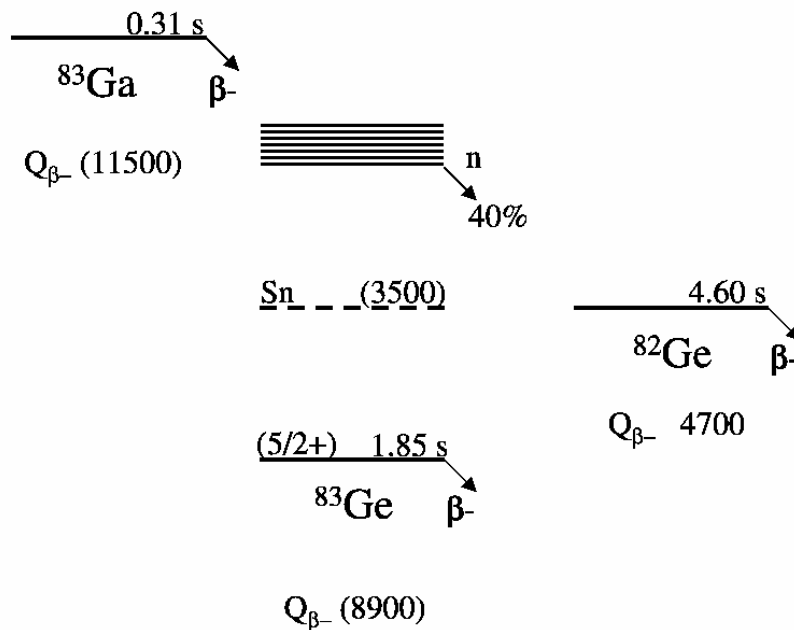


Fig. 6 : Schéma de décroissance de  $^{83}\text{Ga}$

Un schéma de niveau détaillé des premiers états excités du noyau  $^{82}\text{Ge}$  a été établi par P. Hoff et B. Fogelberg [hof81]. La plus intense mise alors en évidence correspond à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  à 1348 keV. Le fait que nous observions bien cette raie nous confirme que le noyau  $^{83}\text{Ga}$  a bien été produit puisque aucune contamination due à la masse 82 n'est possible avec notre séparateur. Comme indiqué précédemment deux raies à 867 et 1238 keV inconnue jusqu'alors ont été mises en évidence. L'étude de l'évolution en temps de ces deux transitions montre sans ambiguïté qu'elles appartiennent bien à la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  (voir figure 7).

Par ailleurs, une mesure sur la masse 84 a été effectuée à l'issue de notre expérience. La décroissance  $\beta n$  du noyau  $^{84}\text{Ga}$  nous a permis de confirmer l'appartenance des transitions observées au schéma de niveau de  $^{83}\text{Ge}$ .

En particulier, le spectre en énergie  $\gamma$  constitué sur la masse 84, révèle une transition à 867 keV. Celle-ci possède une composante de longue durée de vie (infinie sur notre base de temps) due à la présence de  $^{83}\text{Se}$  implanté dans le scintillateur plastique, mais également une structure en temps correspondant à une période courte  $T_{1/2} = 75 \pm 35$  ms, compatible avec celle

du  $^{84}\text{Ga}$   $T_{1/2}=85\pm 10$  ms (voir figure 7). Ceci confirme que cette transition appartient bien au schéma de niveau de  $^{83}\text{Ge}$ .

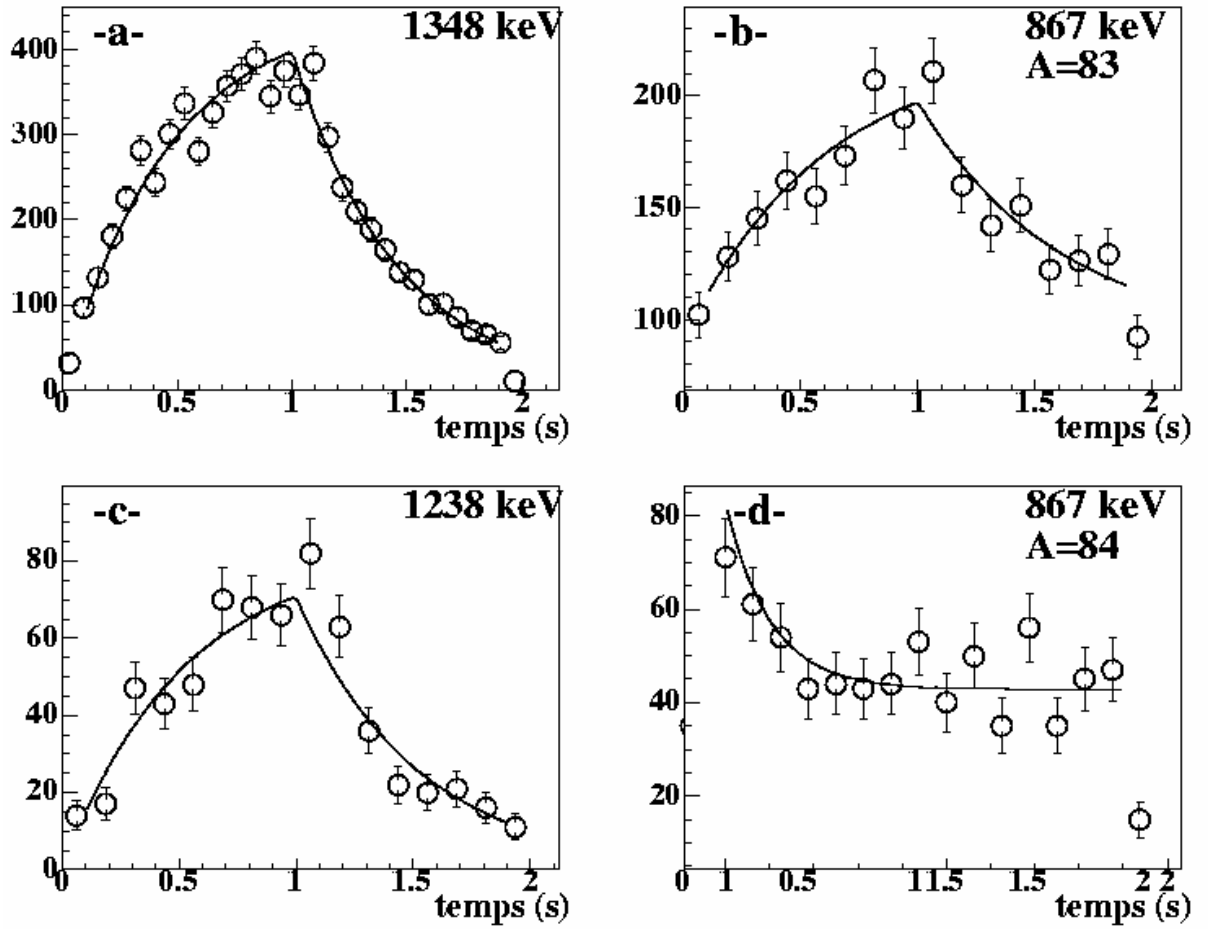


Fig. 7 : Période de différentes transitions étudiées lors de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  et  $^{84}\text{Ga}$ . (a) spectre en temps de la transition à 1348 keV observée en masse 83 ( $T_{1/2}=294\pm 10$  ms). (b) : spectre en temps de la transition observée à 867 keV en masse 83 ( $T_{1/2}=401\pm 64$  ms). (c) : spectre en temps de la transition observée à 1238 keV en masse 83 ( $T_{1/2}=283\pm 34$  ms). (d) : spectre en temps de la transition observée à 867 keV en masse 84 ( $T_{1/2}=75\pm 35$  ms).

### b) Etude du noyau « N=50 » $^{81}\text{Ga}$

Afin de poursuivre l'étude des états de particules pour la fermeture de couche N=50 nous avons la décroissance du noyau très exotique  $^{81}\text{Zn}$  qui peuple les états excités de bas spins du noyau  $^{81}\text{Ga}$  ( $Z=31$ ,  $N=50$ ).

Des études similaires pour le noyau moins exotique  $^{83}\text{As}$  réalisées auprès du séparateur TRISTAN [win88] semblent indiquer que les états excités observés expérimentalement sont bien reproduits dans le cadre de calculs modèle en couche partant d'un cœur doublement magique de  $^{78}\text{Ni}$  auquel on couple cinq protons.

Il est intéressant de vérifier si le noyau plus exotique  $^{81}\text{Ga}$  peut encore être considéré comme un cœur doublement magique de  $^{78}\text{Ni}$  auquel on couple 3 protons.

Pour ce faire, le noyau  $^{81}\text{Zn}$  a été collecté en bout de ligne PARRNe sur un dérouleur de bande. Un ensemble de détection comprenant deux détecteurs Ge de gros volumes, un détecteur plastique  $4\pi\beta$ , a été installé au point de collection.

Une raie à 351.1 keV a été observée en ligne avec une période compatible avec celle du  $^{81}\text{Zn}$  ( $T_{1/2}=290\pm 50$  ms). Elle a donc été attribuée à une transition dans le  $^{81}\text{Ga}$ .

La statistique accumulée au cours de l'expérience a été suffisamment importante pour obtenir des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . La figure 8 représente le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec la raie à 351,1 keV. On y voit clairement une raie à 451,7 keV qui n'avait pas été repérée sur le spectre direct. La figure 9 représente le spectre  $\gamma$  en énergie en coïncidence avec la raie à 451,7 keV. On retrouve bien la raie à 351,1 keV confirmant ainsi la coïncidence. On en déduit donc l'existence d'un niveau à 802,8 keV. Comme l'intensité de la raie à 351.1 keV est deux à trois fois supérieure à celle de la raie à 451,7 keV, on en déduit que la transition à 351,1 keV est au dessous de celle à 451,7 keV.

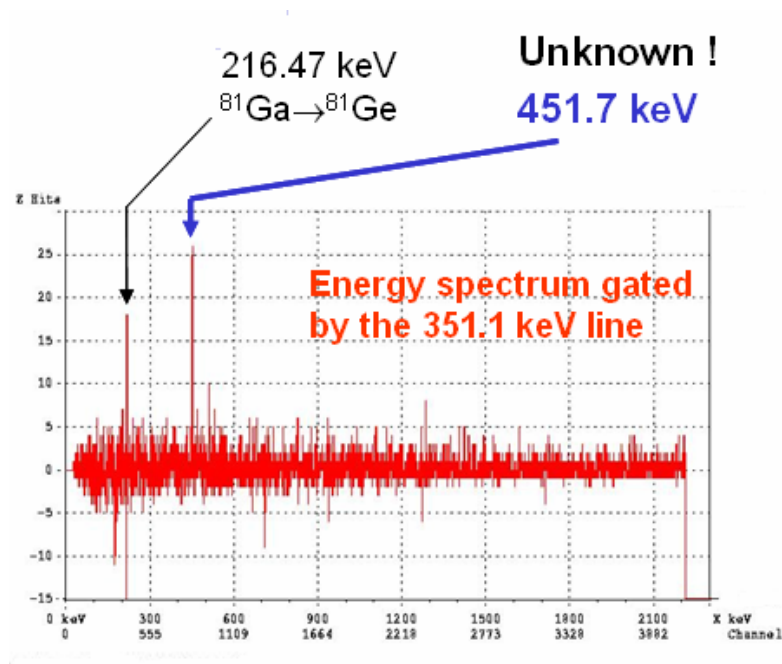


Fig. 8 : Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec la raie à 351,1 keV

Une autre raie à 1621.6 keV a également été observée, avec une période compatible avec celle du  $^{81}\text{Zn}$ . Ce qui nous a permis d'établir la schéma de niveau représenté sur la figure 10.

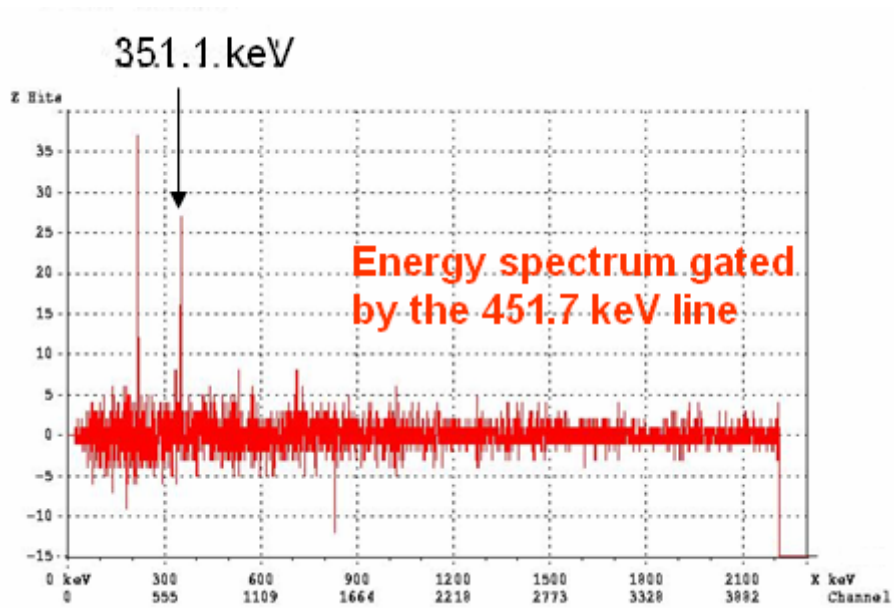


Fig. 9 : Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec la raie à 451,7 keV

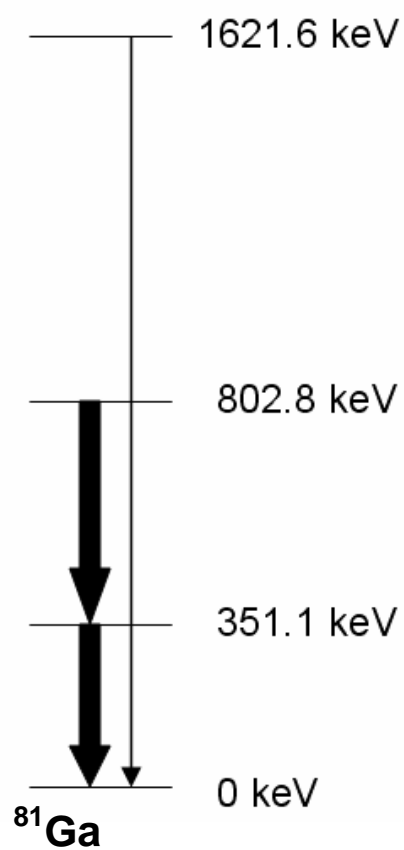


Fig. 10 : Schéma de niveau du  $^{81}\text{Ga}$



**c) Déformation et appariement dans la couche  $g_{9/2}$  ;  
détermination de la parité de l'état fondamental de  $^{78}\text{Ga}$**

Le schéma de niveaux du noyau impair-impair  $^{78}\text{Ga}$  ( $Z=31$ ,  $N=47$ ) est connu de manière détaillée à bas spin par décroissance de  $^{78}\text{Zn}$  [woh80]. Un des avantages de ce genre d'études est que l'état fondamental  $0^+$  du noyau père alimente essentiellement les états  $1^+$  du noyau fils. On peut alors, si l'on est sûr d'avoir observé l'essentiel de l'intensité de la décroissance  $\beta$ , assigner de manière ferme le spin et la parité de certains états du fils comme étant  $1^+$  si les valeurs des  $\log ft$  correspondent à des transitions permises. Puis, suivant les intensités relatives des raies  $\gamma$  qui dépeuplent ces niveaux  $1^+$  il est possible d'effectuer quelques hypothèses sur leurs multipolarités et ainsi poser des contraintes sur les valeurs des spins et parités des niveaux ainsi alimentés et en particulier ici l'état fondamental. Ce type de considérations allié à l'étude de la décroissance  $^{78}\text{Ga} \rightarrow ^{78}\text{Ge}$  [lew80] qui contient des indications d'une alimentation autorisée de l'état  $4^+$  a conduit Wohn *et al* à proposer  $J=3$  pour l'état fondamental de  $^{78}\text{Ga}$  mais également à lui assigner une parité positive [woh80]. Il n'est pas question ici de remettre en cause l'ensemble de cette analyse, néanmoins cette parité est pour le moins surprenante. Elle ne peut pas s'expliquer simplement dans le cadre d'un schéma du type modèle en couches sphérique. Si l'on suppose des fermetures de couche  $Z=28$  et  $N=50$  les états à basse énergie et en particulier l'état fondamental de  $^{78}\text{Ga}$  doivent en effet correspondre à trois trous de neutrons dans la couche  $g_{9/2}$  de parité positive et trois protons dans les couches  $f_{5/2}$  et/ou  $p_{3/2}$  toutes deux de parité négative (voir figure 11).

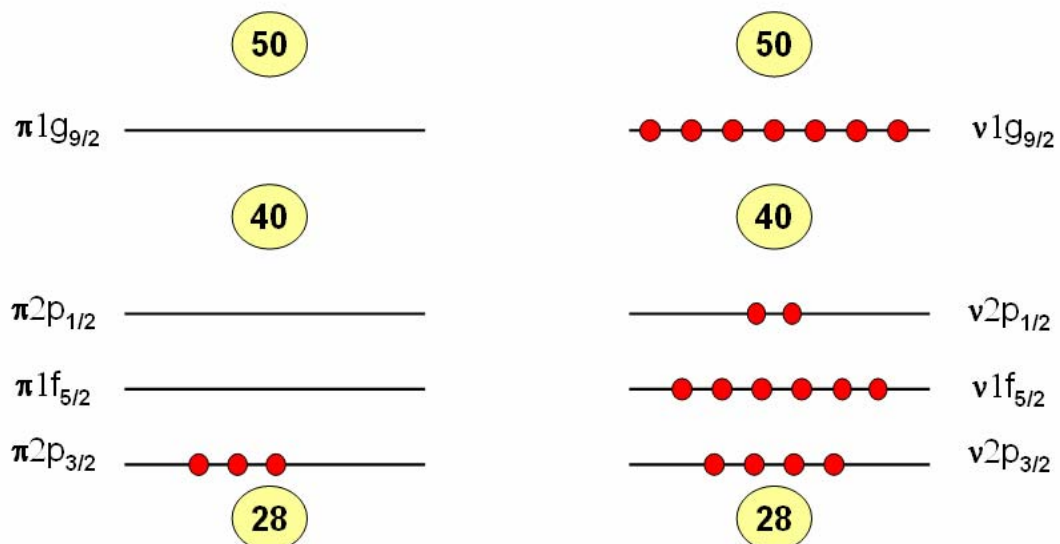


Fig. 11 : Schéma de remplissage simplifié dans le cadre du modèle en couche sphérique

La seule configuration possible à deux quasi-particules proton-neutron conduisant à un  $3^+$  est alors  $\pi f_{5/2} \otimes \nu p_{1/2}$  et la question devient celle de comprendre comment l'orbitale de neutron  $\nu p_{1/2}$  peut intervenir dans l'état fondamental de ce noyau alors que la couche  $\nu g_{9/2}$  qui compte 10 sous-états magnétiques est pratiquement remplie et que, par ailleurs, la séparation entre  $\nu g_{9/2}$  et  $\nu p_{1/2}$  est bien marquée à  $N=40$  lorsqu'on est proche de  $Z=28$ .

Que l'état de proton soit de nature  $p_{3/2}$  marquée semble être confirmé par la systématique des états fondamentaux des isotopes de Ga impairs qui ont été déterminés comme étant  $3/2^-$  de la masse 71 ( $N=40$ ) à la masse 79 ( $N=48$ ) [led78, eks86]. En ce qui concerne les états de neutrons le long de  $N=47$  la situation semble s'écarter d'avantage du simple schéma sphérique : l'état fondamental est  $9/2^+$  pour  $^{87}\text{Zr}$  ( $Z=40$ ),  $^{85}\text{Sr}$  ( $Z=38$ ) et  $^{83}\text{Kr}$  ( $Z=36$ ), puis  $1/2^-$  pour  $^{81}\text{Se}$  ( $Z=34$ ) et  $^{79}\text{Ge}$  ( $Z=32$ ) [hof81] l'état  $9/2^+$  s'élevant progressivement à 294 keV dans  $^{81}\text{Se}$  puis à 391 keV dans  $^{79}\text{Ge}$ . Il est intéressant de noter la présence d'un état  $7/2^+$  à moins de 250 keV d'excitation dans tous ces noyaux. Mentionnons également que  $^{81}\text{Se}$  a été décrit avec succès dans le cadre d'un couplage du neutron  $g_{9/2}$  à un coeur déformé [hel74].

Le seul moyen d'obtenir l'espacement observé des deux états  $7/2^+$  et  $9/2^+$  étant de diagonaliser l'ensemble de la matrice des termes de Coriolis. Dans le cas de  $^{81}\text{Se}$  l'allure de la bande des états de parité positive correspondrait à une déformation axiale de l'ordre de  $\beta=+0,2$ . Plusieurs calculs de champ moyen déformé représentant correctement les données expérimentales pour  $40 \leq N \leq 50$  et  $Z \geq 31$  comme ceux des références [hel74, sch68] montrent les deux orbitales  $\nu p_{1/2}$  et  $\nu g_{9/2}$  très proches à déformation nulle et un croisement très rapide entre l'orbitale  $\nu p_{1/2}$  et les différentes orbitales  $\Omega$  issues de  $\nu g_{9/2}$  aussi bien pour les déformations positives que négatives. Enfin, on peut également rappeler l'importance de l'appariement dans la couche  $g_{9/2}$  particulièrement évidente en début de remplissage de cette couche [sor02]. Or l'interaction d'appariement tend naturellement à tirer le noyau vers la sphéricité et les influences relatives et éventuellement conflictuelles de la déformation et de l'appariement devront être discutées.

Suite à l'étude de Wohn *et al.* cette parité a semblé admise non seulement pour  $^{78}\text{Ga}$  mais également pour  $^{76}\text{Ga}$  [woh80] et pour  $^{80}\text{Ga}$  [win87] néanmoins sans preuve expérimentale plus directe, donnant ainsi naissance à un "îlot" de parité opposée. La présence de l'orbitale  $\nu p_{1/2}$  dans l'état fondamental de ces noyaux que suppose cette parité positive a des conséquences très importantes sur notre connaissance de la structure de ces noyaux et devrait sans doute permettre de mieux comprendre la possibilité qu'a la collectivité de se développer si proche de la fermeture de couche  $N=50$ , possibilité déjà évoquée dans la référence [kra93].

Il nous paraît donc important de tenter d'attribuer définitivement la parité de l'état fondamental de  $^{78}\text{Ga}$  en déterminant la multipolarité de la transition reliant un état  $1^+$  bien établi à l'état fondamental par la mesure de son taux de conversion interne. Notre choix de  $^{78}\text{Ga}$  provient d'un compromis entre les productions de PARRNe, le désir de s'approcher le plus possible de  $N=50$  mais aussi celui de disposer d'un spectre suffisamment détaillé permettant de sélectionner une transition adéquate. Pour les valeurs de  $Z$  de cette région il est nécessaire de choisir une transition de plusieurs centaines de keV afin de distinguer une transition électrique d'une transition magnétique et bien entendu, les taux de conversions deviennent beaucoup plus faible avec l'énergie ce qui implique la nécessité de productions suffisantes.

Cette expérience est programmée pour mai 2004 au Tandem d'Orsay. Le dispositif expérimentale comprendra, un détecteur Si(Li) pour électrons de conversion (testé avec succès en 2003), un détecteur plastique pour mesurer les  $\beta$  issus de la décroissance, et de deux détecteurs Ge gros volumes issus du pool. Le détecteur silicium est refroidi à l'azote liquide et possède une surface utile de  $500\text{ mm}^2$  et une épaisseur de  $3000\text{ }\mu\text{m}$ . Ce détecteur sera placé au plus près de la bande. Il sera associé à un détecteur  $\beta$  permettant de mesurer en coïncidence des  $\beta$  et les électrons de conversion.

## 2. Interprétation [per04]

Les études de décroissance radioactive effectuées auprès du séparateur PARRNe ont pour objet des noyaux possédant un nombre de neutrons « magique »  $N=50$  ainsi que des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=51$ . Ces derniers sont décrits par des états où le nombre de neutrons correspond à une situation dite fermée ( $N=50$ ) avec un neutron supplémentaire au dessus du "gap". L'étude de ces noyaux nous permet ainsi, en s'éloignant de plus en plus de la vallée de stabilité, de tester la force du "gap" 50 d'une part, et d'autre part d'étudier l'évolution des niveaux de particule individuelle neutrons pour des noyaux se rapprochant de plus en plus du fatidique noyau supposé doublement magique  $^{78}\text{Ni}$ . Nous commencerons par analyser les résultats obtenus lors de l'expérience de décroissance  $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$ .

Nos expériences ont mis en évidence deux états dans  $^{83}\text{Ge}_{51}$ , fournissant ainsi des données spectroscopiques pour le noyau le plus exotique jusqu'ici étudié sur cette chaîne isotopique ( $Z=32$ ) et isotonique ( $N=51$ ). Afin d'essayer de comprendre et d'analyser les résultats que nous avons obtenus, il est nécessaire de comparer le noyau  $^{83}\text{Ge}$  aux isotones  $N=51$  depuis le  $^{91}_{40}\text{Zr}$  jusqu'à son impair voisin le plus immédiat connu à ce jour  $^{85}_{34}\text{Se}$ .

La figure 12 représente les schémas de niveaux des noyaux ayant un nombre de neutron  $N=51$  du  $^{91}\text{Zr}$  au  $^{83}\text{Ge}$  [bin97, cle78, har70, hen73, jen77, ram83].

Les états fondamentaux du  $^{91}\text{Zr}$  au  $^{85}\text{Se}$  sont clairement  $J^\pi=5/2^+$ , on peut donc raisonnablement penser, sauf changement de structure imprévisible, que l'état fondamental de  $^{83}\text{Ge}$  est également  $J^\pi=5/2^+$ , correspondant à un état de particule  $\nu d_{5/2}$ .

Les états fondamentaux des noyaux pères de la chaîne isotonique  $N=51$  sont impairs en protons et sont proposés dans la littérature de parité négative pour  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{89}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Br}$  [bag99, sin98, hel02], appartenant respectivement, depuis  $^{91}\text{Y}$  jusqu'à  $^{87}\text{Br}$ , aux couches  $\pi p_{1/2}$  et  $\pi p_{3/2}$ , avec cet ordre pour les orbitales protons proposé dans [wig88], on peut représenter également  $^{85}\text{As}$  et  $^{83}\text{Ge}$  comme appartenant à la couche  $\pi f_{5/2}$ .

Les règles de décroissance  $\beta$  devraient donc favoriser des transitions permises vers les états de parité négative des isotones  $N=51$ . Les états de parités négatives dans les noyaux proches de  $^{83}\text{Ge}$  sont situés à haute énergie. A titre d'exemple, le premier état de parité négative observé dans le noyau  $^{87}\text{Kr}$  se situe à 3.7 MeV et est alimenté à 0,15% [jen77, ram83]. Par ailleurs, plus on s'éloigne de la stabilité et plus le seuil d'émission neutron est situé bas en énergie. Pour  $^{85}\text{Se}$  ce seuil se situe à 4.55 MeV, et pour  $^{83}\text{Ge}$  à 3,5 MeV ; bien plus bas que l'énergie prédite pour les états de parité négative. Les transitions Gamov-Teller permises seront très peu, voire pas du tout, observées dans les noyaux que nous étudions.

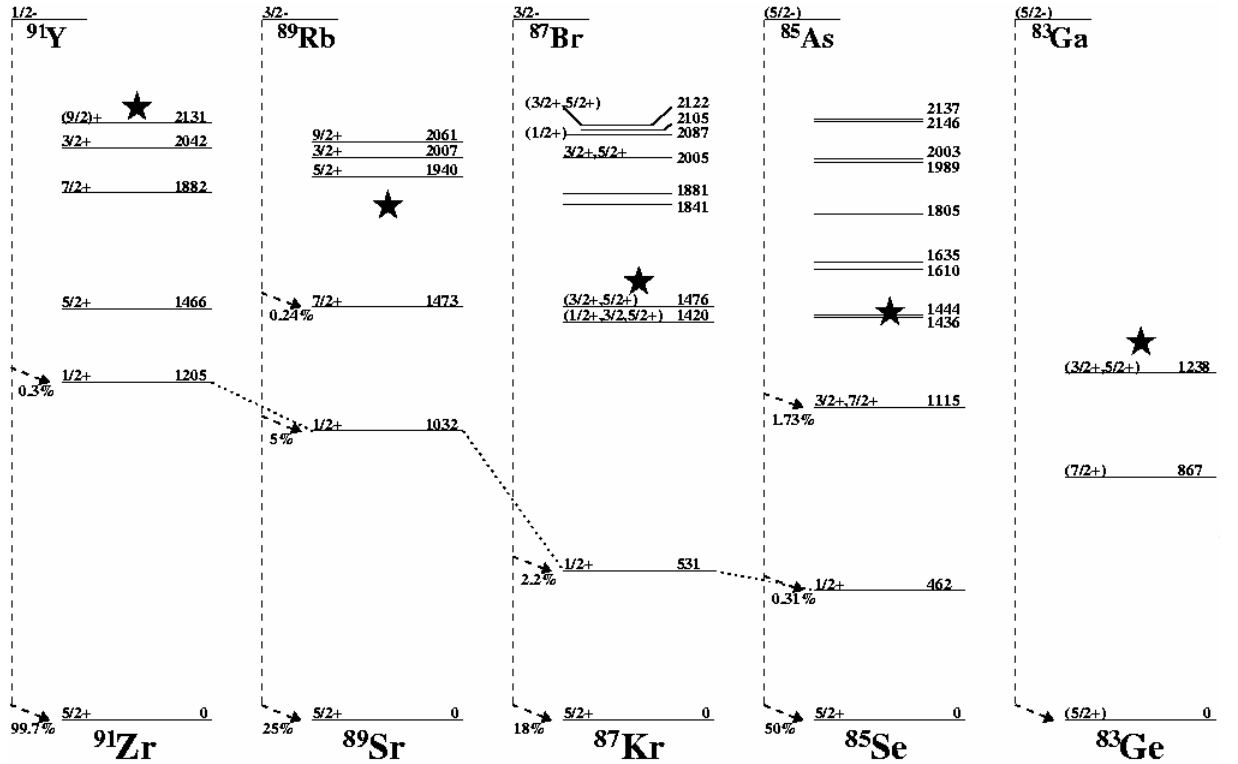


Fig. 12 : Systématique  $N=51$ . Les étoiles ★ indiquent l'énergie  $2^+$  du noyau pair-pair ( $E_{2^+}(^{90}\text{Zr})=2186$  keV,  $E_{2^+}(^{88}\text{Sr})=1836$  keV,  $E_{2^+}(^{86}\text{Kr})=1564$  keV,  $E_{2^+}(^{84}\text{Se})=1454$  keV et  $E_{2^+}(^{82}\text{Ge})=1348$  keV). Seuls les rapports d'embranchement qui sont discutés dans le texte ont été reportés sur la figure.

Dans les noyaux  $N=51$ , on s'attend à ce que les premiers états excités soient issus du couplage de l'état  $2^+$  du cœur avec l'état fondamental :  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ . Le centre de gravité d'un tel multiplet doit être centré autour de l'énergie  $2^+$  du cœur pair-pair (représentée par une étoile dans la systématique des niveaux d'énergie sur  $N=51$  de la figure 12).

Dans le noyau de  $^{89}\text{Sr}$ , il existe un multiplet d'états  $3/2^+, 5/2^+, 7/2^+, 9/2^+$ , centré autour de l'énergie  $2^+$  du  $^{88}\text{Sr}$ , qui est interprété comme le résultat du couplage  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  [wal81]. Dans

ce multiplet, on peut noter que l'état  $7/2^+$  à 1,47 MeV est abaissé par rapport aux autres qui se situent autour de 2 MeV (voir figure 12}. Ceci est en accord avec le fait que l'on attende bien l'état  $7/2^+$  le plus bas dans la levée de dégénérescence due à l'interaction cœur particule. Dans le spectre de  $^{87}\text{Kr}$ , le multiplet semble observé autour de 1.4 MeV, malgré l'absence de détermination expérimentale de l'ensemble des membres du multiplet.

En revanche, dans la décroissance de  $^{85}\text{As}$  vers  $^{85}\text{Se}$ , le spin du noyau père change comme on l'a vu (le niveau fondamental de  $^{85}\text{As}$  est proposé  $5/2^-$ , appartenant à l'orbitale  $\pi f_{5/2}$ ) et l'alimentation de niveaux de spin  $7/2^+$  est première interdite  $\Delta J=0,1$ ,  $\Delta\pi=-$ . On retrouve en effet un état dont l'un des deux spins proposés est  $7/2^+$ , alimenté à 1,73% dans le spectre de  $^{85}\text{Se}$  à 1,11 MeV, qui se détache d'un ensemble d'états autour de 1,4 MeV. On peut donc estimer que cet état à 1,11 MeV est analogue à celui observé à 1,47 MeV dans  $^{89}\text{Sr}$  et que le multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  est également présent dans ce noyau parmi les niveaux autour de 1,4 MeV pour lesquels aucun spin n'a été attribué dans la référence [omt91]. Le centre de gravité du multiplet se situe autour de l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur pair-pair de  $^{84}\text{Se}$  qui vaut 1454 keV [tul97].

Dans la systématique des isotones  $N=51$ , le premier état excité est un état  $1/2^+$ . Cet état ne cesse de décroître en énergie à mesure que  $Z$  diminue, depuis  $^{91}\text{Zr}$  jusqu'à  $^{85}\text{Se}$ . L'interprétation de cet état pourrait soit correspondre à l'état  $1/2^+$  du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ , soit correspondre à un état de particule individuelle ici  $\nu 3s_{1/2}$ . Des expériences de réactions de transfert effectuées sur  $^{91}\text{Zr}$  [bin97],  $^{89}\text{Sr}$  [cle78],  $^{87}\text{Kr}$  [har70] indiquent clairement le spin  $1/2^+$  et la nature  $\ell=0$  de cet état avec un facteur spectroscopique de l'ordre de 0,5 indiquant un fort caractère « single particule ». Il est ainsi clair que du moins pour les trois noyaux de  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ , et  $^{87}\text{Kr}$  ce niveau correspond à un état de particule individuelle  $\nu 3s_{1/2}$ , y compris après la chute brutale en énergie entre  $^{89}\text{Sr}$  et  $^{87}\text{Kr}$ .

L'état  $1/2^+$  observé dans  $^{85}\text{Se}$  à 462 keV devrait donc avoir la même nature [omt91]. Ce fait vient d'être confirmé dans ambiguïté lors d'une expérience de transfert effectuée en cinématique inverse à l'aide d'un faisceau de  $^{82}\text{Ge}$  effectuée à Oak Ridge [bar04]. Dans  $^{83}\text{Ge}$ , un état  $1/2^+$  semble avoir été faiblement observé à 260 keV lors de cette même expérience de transfert avec faisceau radioactif  $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$  [bar04]. Cet état n'a pas été observé lors de notre expérience.

*Cela n'est pas étonnant*

En effet, dans la décroissance  $\beta$  de  $^{89}_{37}\text{Rb}_{52}$ , l'état  $1/2^+$  de  $^{89}_{38}\text{Sr}_{51}$  est alimenté à 5% [hen73]. Dans la décroissance  $\beta$  de  $^{87}_{35}\text{Br}_{52}$ , l'état  $1/2^+$  de  $^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$  est alimenté à 2,2% [jen77].

Dans ces deux noyaux, l'alimentation de l'état  $1/2^+$  est du même ordre de grandeur. Par contre, dans la décroissance  $\beta$  de  $^{85}_{33}\text{As}_{52}$ , l'état  $1/2^+$  de  $^{85}_{34}\text{Se}_{51}$  est alimenté à 0,31% [omt91]. On observe un changement d'un ordre de grandeur dans l'alimentation de l'état  $1/2^+$  entre ce noyau et les deux précédents.

On vient de voir que cet état  $1/2^+$  correspond à un état de particule  $\nu 3s_{1/2}$ . En revanche le spin de l'état fondamental du père change entre le  $^{87}\text{Br}$  et le  $^{85}\text{As}$ .

Le spin et la parité des états fondamentaux de  $^{87}\text{Br}$  et  $^{89}\text{Rb}$  sont observés  $J^\pi=3/2^-$ . Ces états sont formés respectivement par une particule et par un trou dans l'orbitale proton  $\pi 2p_{3/2}$  si on applique strictement l'image du modèle en couches. Suivant cette image, l'état fondamental de  $^{85}\text{As}$ , est formé d'un trou dans l'orbitale  $\pi 1f_{5/2}$ , avec  $J^\pi=5/2^-$ .

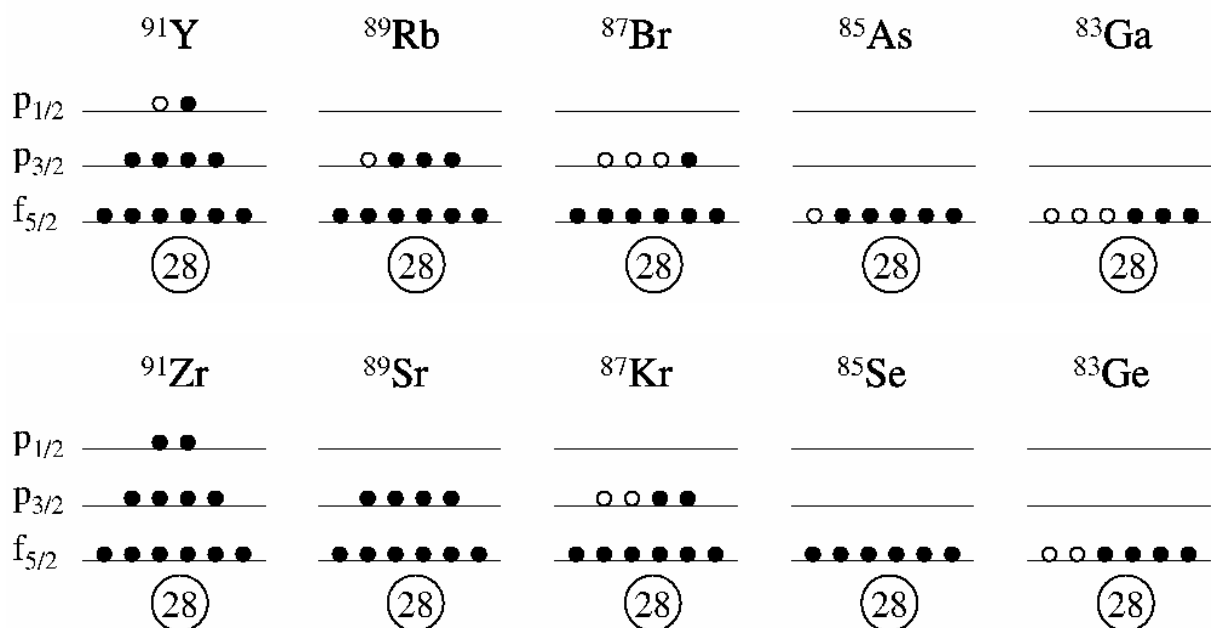


Fig. 13 : Etats protons pour les isotones N=51 (figure du haut). Etats protons pour les isotones N=52 (figure du bas). Les orbitales sont dans l'ordre croissant d'énergie comme proposé par Wigner [Wig88]

C'est ce changement d'orbitale proton dans les noyaux pères qui est à l'origine du changement des alimentations des états des noyaux fils et donc de la différence des intensités d'alimentation  $\beta$  observées entre les décroissances de  $^{87}\text{Br}$  et de  $^{85}\text{As}$  : La transition  $3/2^- \rightarrow 1/2^+$  (dans les décroissances de  $^{89}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Br}$ ) est première interdite, tandis que la transition  $5/2^- \rightarrow 1/2^+$  (dans la décroissance de  $^{85}\text{As}$ ) est première interdite unique  $\Delta J=2, \Delta\pi=-$ . C'est ce qui explique la différence d'un ordre de grandeur que l'on observe entre les rapports d'embranchement dans les décroissances de  $^{87}\text{Br}$  vers  $^{87}\text{Kr}$  (5%) et de  $^{89}\text{Rb}$  vers  $^{89}\text{Sr}$  (2,2%) d'une part et dans la décroissance de  $^{85}\text{As}$  vers  $^{85}\text{Se}$  (0,31%) d'autre part.

Dans ce schéma, la configuration proton susceptible de décrire l'état fondamental de  $^{83}\text{Ga}$  est  $f_{5/2}^3$  (voir figure 13), ce qui donne  $J^\pi=5/2^-$ , on est donc dans une situation similaire à celle de la décroissance de  $^{85}\text{As}$ . On s'attend donc à ce que l'alimentation de l'état fondamental de  $^{83}\text{Ge}$  soit très favorisée dans la décroissance  $\beta$ , comme c'est le cas pour  $^{85}\text{Se}$ . Par ailleurs, 40% de

la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  se fait par décroissance neutron retardé  $\beta n$  vers les états excités du noyau pair-pair  $^{82}\text{Ge}$ .

Compte tenu de la production de  $^{83}\text{Ga}$  que nous avons obtenue lors de l'expérience, il est normal que seules les transitions les plus intenses aient été observées. Un niveau alimenté par une transition de type première interdite unique ne pouvait pas ressortir dans nos données, c'est pourquoi il nous a été impossible d'observer la transition reliant l'état  $1/2^+$  à l'état fondamental.

Par ailleurs, comme les réactions de transfert favorisent la population d'états possédant un caractère de particule individuelle marqué comme par exemple un état  $\nu 3s_{1/2}$ , il est fort probable que l'état observé à 260keV à Oak Ridge soit bien cet état  $1/2^+$  issu de  $\nu 3s_{1/2}$ .

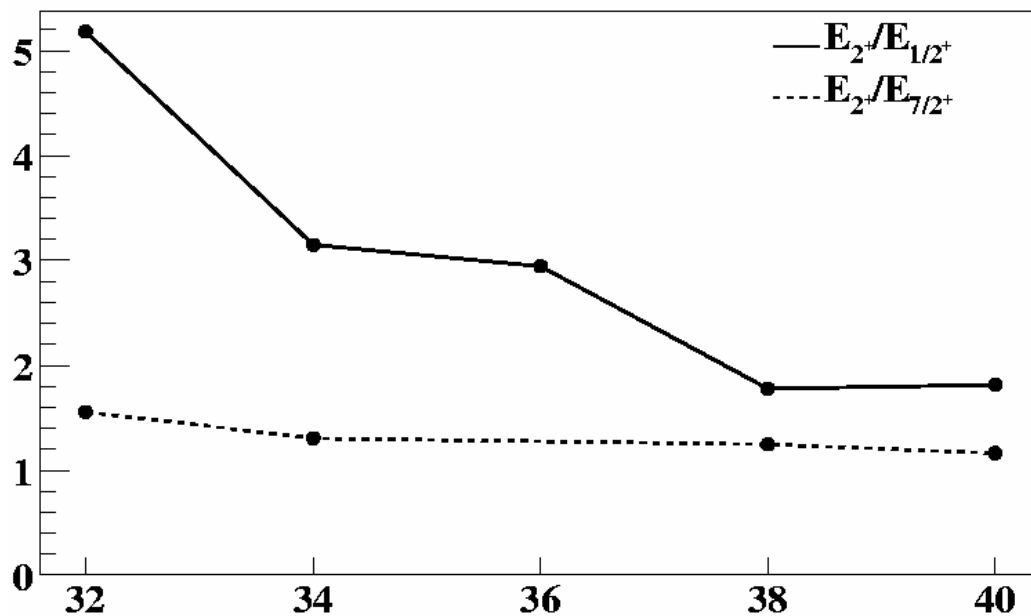


Fig. 14 : rapport de l'énergie des états  $1/2^+$  et  $7/2^+$  avec ceux des états  $2^+$  des cœurs respectifs. Le caractère constant du rapport indique l'appartenance au multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$

Par ailleurs, un état faisant partie du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ , doit avoir un comportement en fonction du nombre de neutrons similaire à celui de l'état d'énergie  $2^+$  du cœur. Les rapports entre l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur pair-pair et les énergies des états  $1/2^+$  et  $7/2^+$ , sont reportés sur la figure 14. On constate que dans le cas de l'état  $7/2^+$  le rapport de l'énergie de l'état avec celui de l'état  $2^+$  du cœur reste constant, ce qui confirme qu'ils suivent le même comportement et donc que l'état  $7/2^+$  appartient bien au multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ ; en revanche, pour l'état  $1/2^+$ , le rapport n'est absolument pas constant pour l'ensemble des isotones ; cette décorrélation entre l'énergie de l'état  $1/2^+$  et l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur prouve sa non appartenance au multiplet et donc très probablement qu'il s'agit bien d'un état de particule individuelle  $\nu 3s_{1/2}$  y compris dans les noyaux de  $^{85}\text{Se}$  et  $^{83}\text{Ge}$

Les deux transitions que nous avons observées dans  $^{83}\text{Ge}$  ont des intensités semblables, on peut donc supposer qu'elles ont la même nature spectroscopique et qu'elles font toutes deux partie du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ . En se référant à la courbe 14, l'état observé à 867 keV dans  $^{85}\text{Ge}$  peut être proposé  $7/2^+$ , membre du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$ .

Dans le spectre de  $^{85}\text{Se}$ , aucun spin n'est assigné pour les états situés au dessus de 1,2 MeV. On note toutefois la présence d'un niveau plus alimenté que les autres à 1,80 MeV, qui décroît vers le niveau fondamental avec une intensité similaire à celle de la transition à 1,11 MeV. On peut donc supposer que cet état à 1,80 MeV est analogue à l'état à 1238 keV que nous observons dans  $^{83}\text{Ge}$ . D'autre part, ce niveau à 1238 keV étant bien alimenté également, on peut supposer qu'il s'agit d'une transition première interdite  $\Delta J=0,1$ ,  $\Delta\pi=-$ . Sachant que le spin du noyau père de  $^{82}\text{Ga}$  est proposé comme étant  $J^\pi=5/2^-$ , le spin de cet état à 1238 est donc proposé  $5/2^+$  ou  $3/2^+$ . Le schéma de niveau de  $^{83}\text{Ge}$  et le résumé de la discussion sont représentés sur la figure 15.



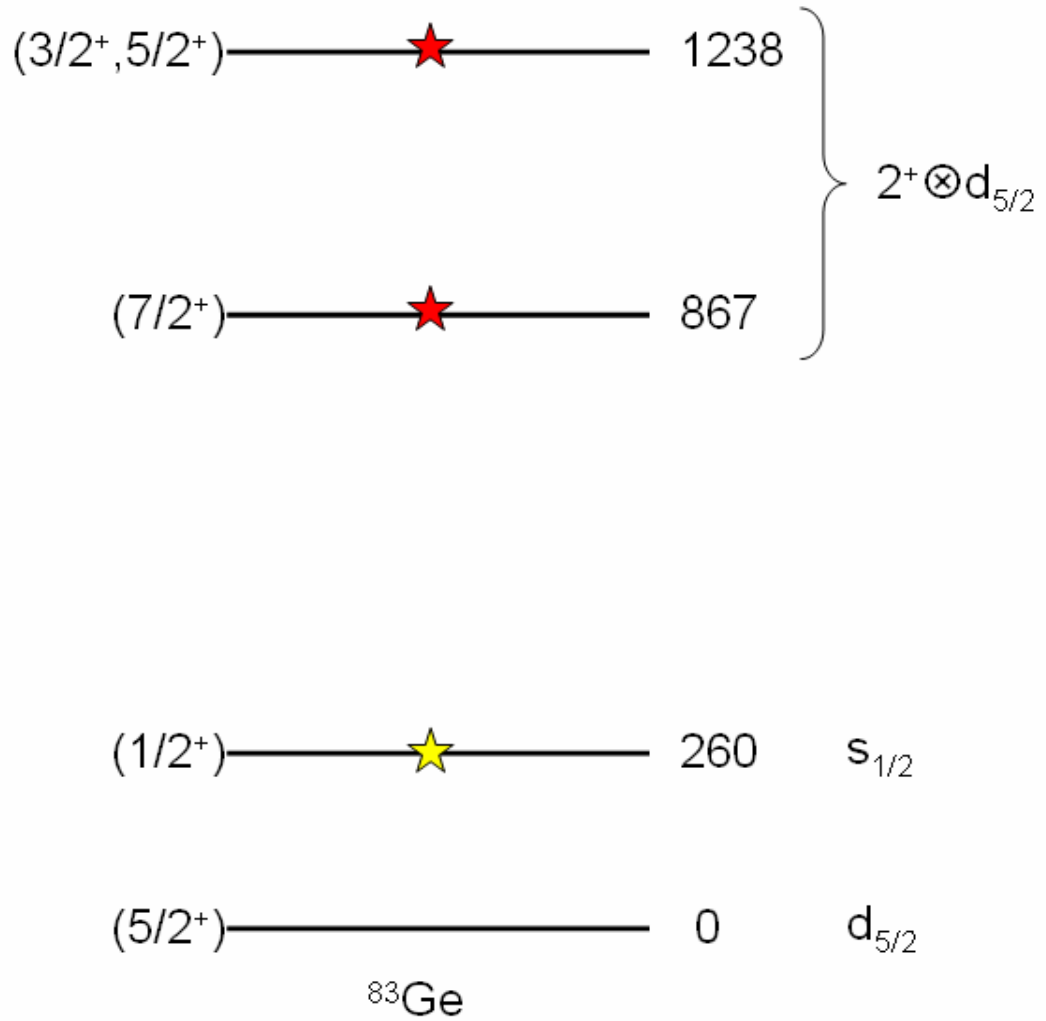


Fig. 15 : Schéma de niveau de  $^{83}\text{Ge}$ . Les niveaux indiqués avec une étoile rouge ont été observés au cours de notre expérience sur PARRNe, le niveau indiqué avec une étoile jaune a été observé dans la référence [bar04].

## C. Paysage théorique

Plusieurs approches théoriques différentes ont été envisagées pour prédire l'évolution de la structure des noyaux en direction de la double fermeture de couche  $Z=28$  et  $N=50$ , soit dans le cadre de calculs de type Hartree-Fock soit de calculs de modèle en couches. Le modèle en couches en particulier s'est avéré efficace pour décrire avec précision la structure à basse énergie des noyaux loin de la stabilité (voir par exemple la revue de B. A. Brown [bro01]). La question du maintien des gaps à  $Z=28$  et  $N=50$  loin de la stabilité du côté des noyaux riches en neutrons restant toujours ouverte, la région au Nord-ouest de  $^{78}\text{Ni}$  a été considérée par beaucoup comme une région test pour ce modèle.

Les différentes approches abordées récemment dans cette région dans le cadre du modèle en couches sont rassemblées sur la figure 16.

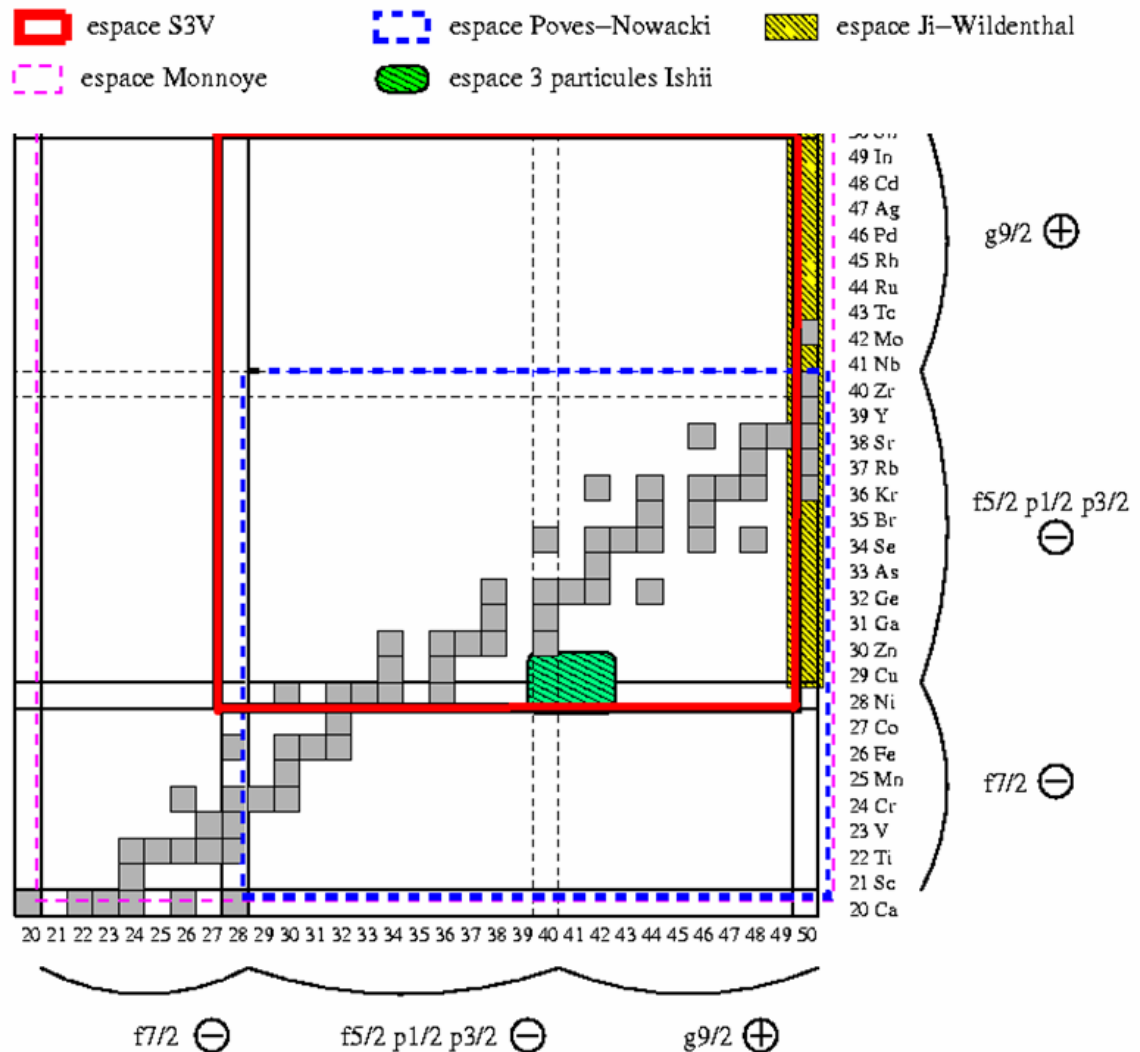


Fig. 16 : Bilan des espaces de valence utilisés récemment pour décrire la structure des noyaux proches de  $Z=28$  et  $N=50$  dans le cadre du modèle en couches.

Ces différentes approches sont caractérisées par trois critères :

L'espace de valence considéré ;

La troncation éventuellement appliquée à cet espace ;

L'interaction effective utilisée.

On distingue essentiellement les calculs utilisant l'interaction réaliste dite S3V [sin92] ou une version modifiée S3V' [dau00] effectués dans l'espace de valence incluant toutes les orbitales  $\nu\pi \{f_{5/2} p_{3/2} p_{1/2} g_{9/2}\}$  pour décrire les noyaux de Ni, Cu et Zn entre  $N=40$  et  $N=50$ .

Ces calculs ont permis en particulier de comprendre la nature des états isomères microseconde  $8^+$  observés dans  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Ni}$  et  $^{78}\text{Zn}$  comme relevant essentiellement de la configuration  $\nu g_{9/2}^2 \nu p_{-1/2}^{-2}$  [dau00, gra02]. Ces états appelés isomères de séniorité doivent se

trouver tout le long du remplissage de la couche de neutrons  $vg_{9/2}$  suivant les calculs de type S3V. Néanmoins des expériences récentes auprès de LISE ne confirment pas l'existence d'états excités de  $^{72}\text{Ni}$  de longue durée de vie comprise dans une fourchette  $20 \text{ ns} < T_{1/2} < 2,5 \text{ ms}$  et pour  $^{74}\text{Ni}$  :  $60 \text{ ns} < T_{1/2} < 0,2 \text{ ms}$  [grz99].

D'autres calculs ont été effectués utilisant un espace restreint à 3 particules et des éléments de matrice effectifs tirés des niveaux d'énergie expérimentaux par Ishii et al. Ces calculs se sont avérés efficaces pour rendre compte de l'existence d'états isomères dans  $^{71}\text{Cu}$  [ish98] et  $^{69}\text{Cu}$  [ish00]. Il est connu que de tels éléments de matrice empiriques possèdent un pouvoir prédictif et l'espace le plus vaste dans lequel de tels éléments ont pu être obtenus est l'espace restreint aux orbitales de proton  $p \{f_{5/2} \ p_{3/2} \ p_{1/2} \ g_{9/2}\}$  au dessus d'un cœur  $^{78}\text{Ni}$  [jiw89].

D'autres calculs effectués par Grawe et al, utilisant ce genre de méthodes permettent éventuellement de trouver une explication à l'apparente disparition des isomères  $8^+$  des masses 72 et 74 [gra02].

## D. Résumé et perspectives

Nous avons étudié la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga} \rightarrow ^{83}\text{Ge}$  afin d'établir un premier schéma de niveaux pour le noyau de  $^{83}\text{Ge}_{51}$  : les deux transitions observées, à 1238 keV et 867 keV ont été attribuées à la désexcitation de deux niveaux à ces mêmes énergies, vers le niveau. Ce schéma, bien que succinct, a été comparé aux schémas de niveaux des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=51$  (de  $^{91}\text{Zr}_{51}$  à  $^{85}\text{Se}_{51}$ , et il a été possible de proposer une interprétation dans le cadre du couplage faible (en terme de particule individuelle).

Ceci permet de conclure sur la persistance du gap  $N=50$  depuis  $Z=40$  jusqu'à  $Z=32$ , c'est à dire à un écart de 4 protons des isotopes de Ni ( $Z=28$ ).

De plus, des calculs récents réalisés en méthode variationnelle avec l'interaction de Skyrme3 [ver04], montrent que si l'on supprime artificiellement la composante de spin orbite, pour des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=50$ , les orbitales s et d tendent à se rapprocher lorsque le nombre de protons diminue au point d'avoir une dégénérescence des deux orbitales  $3s$  ( $\ell=0$ ) et  $2d$  ( $\ell=2$ ) pour le noyau de  $^{78}\text{Ni}$ . Ceci permettrait d'expliquer la diminution en énergie entre l'état fondamental  $5/2^+$  (interprété comme le résultat d'un couplage  $0^+ \otimes v2d_{5/2}$ ) et le premier état excité  $1/2^+$  (interprété comme le résultat d'un couplage  $0^+ \otimes v3s_{1/2}$ ) observée sur la systématique des noyaux possédant un nombre de neutrons  $N=51$ . Ce résultat est intéressant dans la mesure où il fait appel aux travaux de J. Dobaczewski [dob94], qui montrent que lorsque le noyau devient plus riche en neutrons, le potentiel devient plus diffus (proche de l'oscillateur harmonique avec spin-orbite).

Avec les résultats sur le noyau de  $^{83}\text{Ge}$ , nous avons obtenu parmi les premières données expérimentales au delà de  $N=50$  pour un noyau ayant un nombre de protons aussi faible que  $Z=32$ .

Or, actuellement il n'existe pas encore d'interaction effective dans le cadre d'un calcul de modèle en couches pour décrire les noyaux au delà de  $N=50$  avec un cœur de  $^{78}\text{Ni}$  ni a fortiori avec un cœur de  $^{40}\text{Ca}$ . Cependant, de nombreux travaux existent sur ce sujet et les évolutions sont constantes.

En proton, les premiers calculs sur  $N=50$ , réalisés par Talmi et Unna en 1960, ont mis en évidence que pour des noyaux avec  $Z \geq 38$ , on pouvait se limiter à l'espace de valence protons constitué de  $[2p_{1/2}, 1g_{9/2}]$  (avec un cœur de  $^{88}\text{Sr}$ ) [tal60]. L'interaction effective pour cet espace a été améliorée par la suite [bal72, glo73, blo85] avec la découverte de nouvelles données expérimentales.

Cependant, pour les noyaux plus légers, il est évident qu'il faut ouvrir l'espace de valence, et dès 1987, les premiers calculs dans l'espace de valence protons  $[2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}]$  (avec un cœur de  $^{78}\text{Ni}$ ) ont été réalisés alors que peu de données expérimentales étaient disponibles [hil88, wig88]. En neutron, il faudrait réaliser le même travail, et agrandir encore l'espace de valence en incluant les orbitales situées au delà de  $N=50$  et donc construire l'interaction effective adéquate.

Nous avons espoir que les résultats expérimentaux obtenus dans cette région permettent d'ajuster de nouvelles interactions et de poursuivre ainsi cette évolution. D'autant plus que de récents calculs réalisés en supposant un cœur de  $^{40}\text{Ca}$  mettent en évidence que la fermeture de couche  $N, Z=28$  n'est pas aussi robuste que supposé [hon04] (un cœur de  $^{56}\text{Ni}$  ne permet pas de reproduire correctement les données expérimentales, pas même pour les Ni), il semble donc qu'il faille envisager d'ouvrir également l'espace de valence protons et donc ajuster une interaction effective pour ce nouvel espace si on a l'ambition de décrire des noyaux proches du  $^{78}\text{Ni}$ .

Les résultats obtenus avec les expériences sur PARRNe ont permis de poser des jalons dans la région autour et au delà de  $N=50$ , mettant en évidence la nécessité de disposer de plus de statistique et/ou de faisceaux très purs, et également de détecteurs complémentaires. Ces deux objectifs seront bientôt atteints déjà dans un premier temps avec l'installation d'ALTO auprès du tandem d'Orsay qui permettra d'obtenir des intensités de faisceau 100 fois supérieures à celles de PARRNe, et auprès duquel des projets de détection multiple ( $\beta$ -gamma-neutron) sont d'ores et déjà à l'étude.

Très prochainement donc, une grande avancée expérimentale dans la région  $N=50$  va être réalisée. En effet, avec la mise en fonction d'ALTO, il est envisagé d'étudier la décroissance  $\beta$  du  $^{80}\text{Cu}$  vers le  $^{80}\text{Zn}$  afin de connaître enfin l'énergie du premier état  $2^+$  du  $^{80}\text{Zn}$  qui est le dernier noyau pair-pair sur  $N=50$  avant le  $^{78}\text{Ni}$ .

Dans un second temps, les faisceaux SPIRAL2, qui auront des intensités 100 fois supérieures à celles d'ALTO, puis dans un avenir un peu plus lointain, les faisceaux de EURISOL, permettront d'aller plus loin dans cette étude en fournissant des faisceaux intenses permettant de réaliser des réactions avec des noyaux très exotique qui ne sont aujourd'hui accessible

qu'en faible quantité. Ainsi, le noyau de  $^{78}\text{Ni}$  présente un enjeu majeur ; la mesure de son  $B(E2)$ , sa spectroscopie complète révolutionneront peut être nos certitudes sur les fermetures de couches.

## V. Le projet ALTO : vers SPIRAL2 et EURISOL

### A. Description générale du projet

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2, la réaction nucléaire choisie pour produire les noyaux exotiques dans le cadre de PARRNe est la fission de l' $^{238}\text{U}$ . Les noyaux produits par la fission sont dits « de masse intermédiaire » et sont très excédentaires en neutrons. La technique de « mise à disposition » de ces noyaux retenue est celle dite « en cible épaisse » ou méthode ISOL. Le programme a donc pour objectif la détermination des conditions optimales de production des noyaux riches en neutrons issus de la fission de l' $^{238}\text{U}$  par la technique ISOL.

Toutes les expériences du programme PARRNe obéissent au même principe : l'uranium se situe dans une cible (épaisse), cette cible est bombardée par des projectiles susceptibles de provoquer la fission de  $^{238}\text{U}$ , c'est à dire, en l'état d'avancement du programme, des neutrons rapides. Les neutrons rapides sont obtenus en arrêtant le faisceau de deutons du tandem accéléré à une énergie de 26 MeV dans un convertisseur. Les deutons se cassent à l'intérieur de ce convertisseur, libérant les neutrons rapides essentiellement vers l'avant avec une énergie à peu près égale à la moitié de l'énergie incidente. Lors de la réaction, les produits de la fission apparaissent sous forme atomique dans la cible, la difficulté est ensuite de les en faire sortir pour éventuellement les ioniser et ainsi pouvoir les accélérer. La facilité avec laquelle les éléments produits lors de la fission sortent de la cible dépend de leurs propriétés physico-chimiques.

L'optimisation des conditions de production passe donc par l'optimisation des conditions de la fission (l'énergie et la nature du faisceau incident, le type et la géométrie du convertisseur, la structure de la cible) et par l'optimisation des conditions d'extraction et d'ionisation des produits de fission (optimisation de l'ensemble cible source d'ions). Pour mettre en œuvre ce programme une ligne de type ISOL, dotée d'un séparateur en masse, a été installée au TANDEM. Ce montage permet de s'approcher au mieux des conditions expérimentales qui seront rencontrées sur la future installation SPIRAL 2 au GANIL. Les résultats obtenus avec les faisceaux du tandem ont été tels qu'il a été possible d'initier un programme de physique original auprès de cet outil initialement destiné à des études de R&D.

Très rapidement, l'ensemble de ces succès a mis en évidence la nécessité d'augmenter de manière significative les productions de noyaux exotiques auprès de PARRNe. L'idée de remplacer les neutrons produits par le tandem et induisant la fission par des gammas (on

parle alors de photofission) est apparue comme évidente. Les photons  $\gamma$  sont obtenus par le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) d'électrons à l'intérieur d'un convertisseur. Afin de tester la pertinence du remplacement du projectile neutron par des photons, nous avons effectué une expérience auprès du LIL, l'injecteur du LEP au CERN. Le faisceau d'électron de 50 MeV fourni par cet injecteur nous a permis de tester la production des gaz rares par photofission dans les mêmes conditions que lors d'expériences précédentes avec des neutrons. Les résultats obtenus montrent de manière non ambiguë que l'option électrons est comparable au niveau de la production avec l'option deutons. Le coût, plus faible, d'un accélérateur d'électrons et la facilité avec laquelle il est possible d'obtenir des faisceaux intenses rend donc cette option très séduisante. Le LEP est désormais en cours de démantèlement et un hasard de l'histoire aura dédié la dernière impulsion d'électrons de la vie de cet injecteur dans le vaste complexe accélérateurs du CERN, à une expérience de physique nucléaire. L'installation de cet injecteur dans les aires expérimentales du tandem permettrait d'obtenir un gain d'un **facteur 100** dans les productions de noyaux exotiques. Les instances scientifiques du CERN, sollicitées par de nombreux laboratoires internationaux, impressionnées par les résultats de notre expérience, ont décidé de céder cet accélérateur à l'IPN suite à l'arrêt du LEP. **Le projet ALTO naissait.**

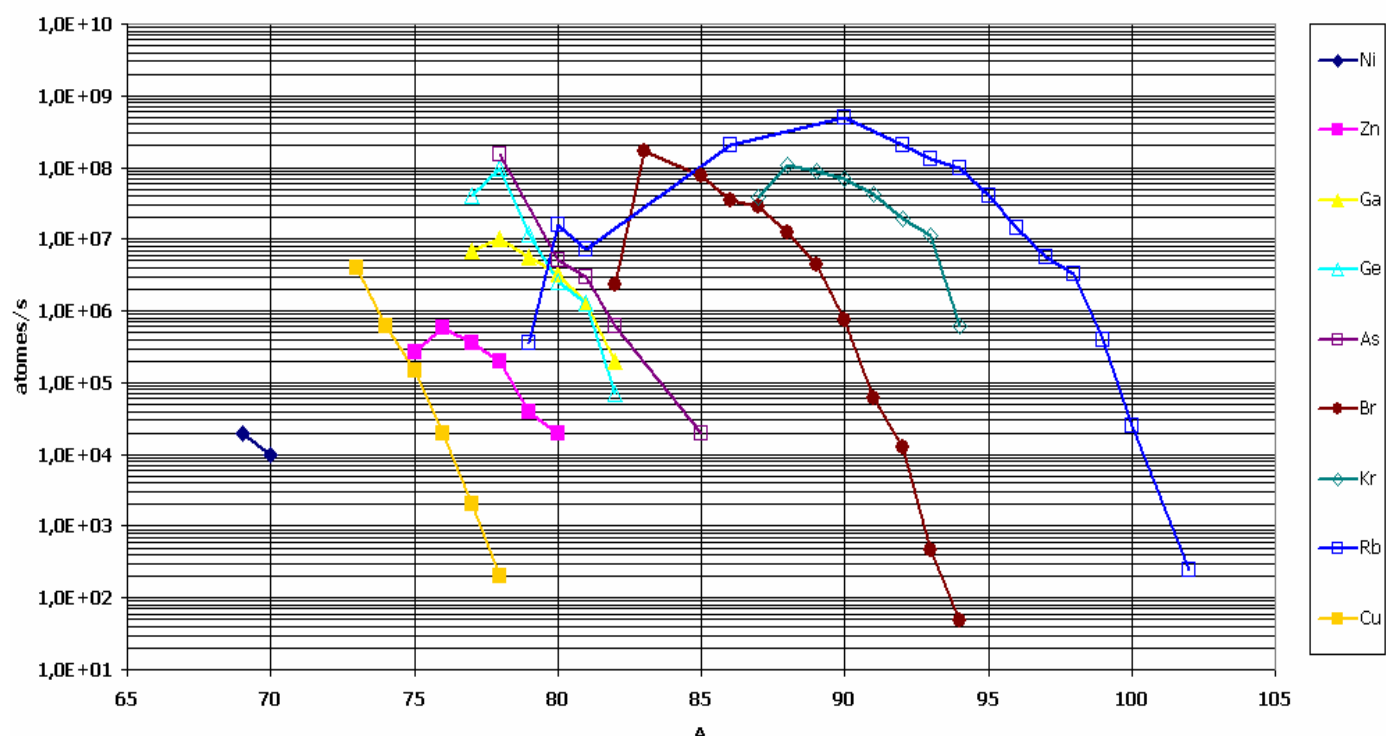
L'Institut de Physique Nucléaire profite ainsi de la possibilité de compléter les installations du tandem et du dispositif PARNNe par un accélérateur d'électrons de 50 MeV d'énergie et de 10  $\mu$ A de courant moyen. L'intensité (nombre de fissions par seconde) est du même ordre de grandeur que sur les autres machines existantes: ISOLDE, OSIRIS, HRIBF. La combinaison d'une production par pure fission à basse énergie, sans contaminations par des isobares déficitaires en neutrons, et la possibilité d'utiliser des sources d'ions chimiquement sélectives assure pour ALTO une niche importante pour les faisceaux uniques en pureté d'une trentaine de « nouveaux » isotopes très riches en neutrons.

Les axes majeurs de la physique étudiés auprès d'ALTO sont l'étude de la magicité des noyaux riches en neutrons, l'étude du processus  $r$  en astrophysique nucléaire, la mesure de propriétés fondamentales de noyaux très exotiques tels que la forme ou la masse.

ALTO a également pour vocation d'être un banc d'essai pour les futures installations de faisceaux exotiques SPIRAL2 et EURISOL. En effet, puisque l'un des points les plus sensibles de ces deux projets concerne l'optimisation des ensembles cibles sources dont dépend directement la production des noyaux exotiques les travaux menés sur ce sujet auprès d'ALTO permettront de produire les faisceaux SPIRAL2 dans des conditions optimales.

Par ailleurs, avec ALTO, nous réalisons un appareillage qui vient conforter la politique d'ouverture pluridisciplinaire du Tandem d'Orsay, que ce soit en terme d'applications à la chimie, la biologie, la physique atomique et de la matière condensée, qu'en terme d'applications industrielles, tels la validation de composants pour le spatial. La figure 1 reproduit les productions attendues avec ALTO après séparation.

Productions attendues à ALTO établies à partir des résultats de Parrne et avant R&D spécifique



Productions attendues à ALTO établies à partir des résultats de Parrne et avant R&D spécifique

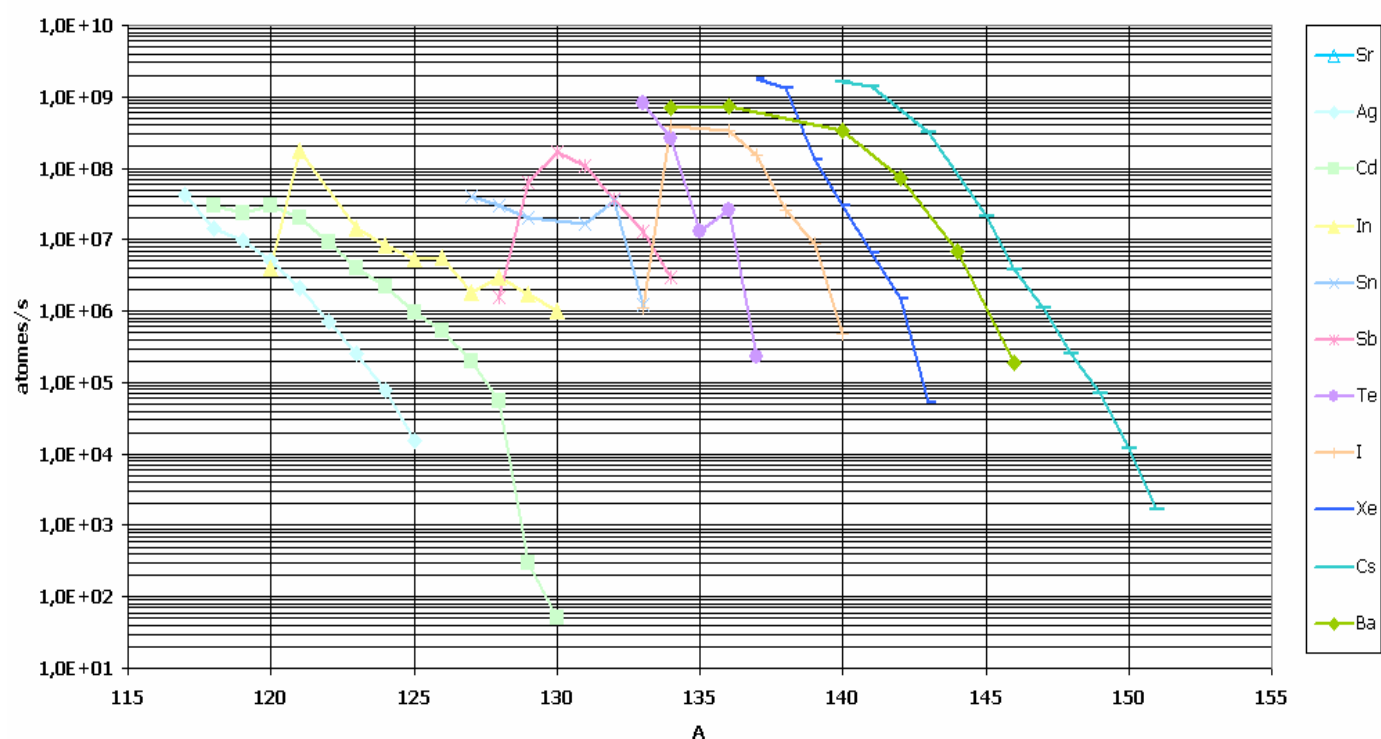


Fig. 1 : Productions attendues à ALTO après séparation et avant R&D spécifique



## B. Organisation et aspects techniques

### 1. Projet technique (extrait du rapport technique au conseil général de l'Essonne)

#### a) L'accélérateur

Le linac est précédé d'un système d'injection qui arrange les électrons en faisceau et les prépare à l'accélération. Il s'agit d'un canon à électrons, sorte de diode, porté à 90 kV produisant toutes les 10ms des bouffées de particules (pulses) de durée inférieure à 2  $\mu$ sec, pendant l'impulsion HF sur le linac. Le courant crête à la sortie du canon est de 50 mA ce qui correspond à un courant moyen de 10  $\mu$ A, borne fixée par les contraintes de radioprotection.

Ces bouffées doivent être découpées en tranches accélérables. C'est le rôle des groupeurs. Ces tranches sont des paquets d'électrons cadencés et rassemblés de sorte qu'ils arrivent à l'entrée du linac au moment où l'alternance de la tension est favorable à une synchronisation parfaite de l'accélération (soit une tranche d'une durée d'une dizaine de picoseconde (un millionième de millionième de seconde,  $1\text{ps} = 10^{-12}\text{ s}$ ) toutes les 300ps de la période HF) (figure 2). Ces groupeurs y parviennent en pré-accélérant les électrons à 3 MeV, alimentés à la même fréquence que le linac par la même source.

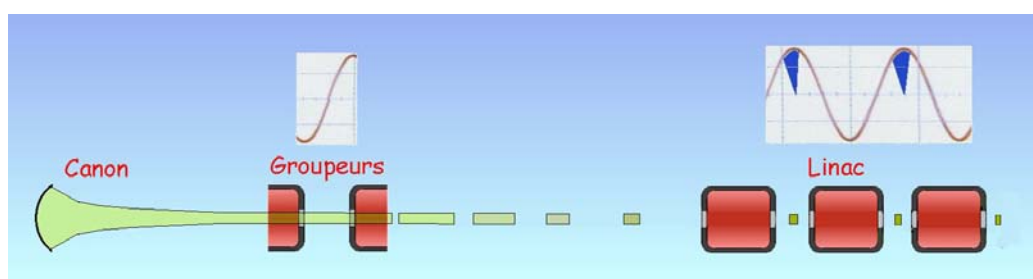


Figure 2. Rôle des groupeurs d'ALTO. Les diagrammes montrent les tensions appliquées sur les électrodes en fonction du temps.

Prévue pour fonctionner plusieurs dizaines d'heures d'affilée, cette machine délicate sera commandée et supervisée par un système d'automatisation très sophistiqué, piloté par plusieurs ordinateurs à distance, toute proximité étant interdite pendant le fonctionnement. Plus de 1000 paramètres seront à gérer en temps réel

L'accélérateur est une suite d'électrodes sur lesquelles on applique une tension alternative de sorte qu'à chaque intervalle les électrons subissent une impulsion accélératrice. Les électrodes sont arrangées dans une enceinte de sorte à former une succession de cavités

accordées sur la fréquence alternative à haute fréquence (HF). Cet ensemble (figure 3) comprend les éléments décrits ci-dessous.

**Le canon** une source thermoélectronique portée à 90 kV produisant des impulsions d'électrons de  $\sim 2 \mu\text{s}$  à une fréquence opérationnelle de 100 Hz. Le courant crête à la sortie du canon est de 50 mA.

**Le pré-groupeur** est une cavité HF travaillant en ondes stationnaires à 3 GHz. Pour une meilleure focalisation du faisceau, trois solénoïdes sont installés à l'entrée du pré-groupeur.

**Le groupeur** une cavité HF tri-périodique fonctionnant en ondes stationnaires à 3 GHz. La structure de la cavité est entourée d'un solénoïde produisant un champ magnétique de l'ordre de 0.2 T. En sortie du groupeur les électrons ont une énergie de 4 MeV.

**La section accélératrice** opère à 3 GHz. Elle a une longueur de 4.5 m et donne 46 MeV en gain d'énergie. Une optique d'adaptation de faisceau composée d'un solénoïde et d'un triplet de quadrupôles est placée entre le groupeur et la section accélératrice.

**La ligne de transport de faisceau** est équipée d'instruments pour les diagnostics comportant la mesure de courant, de la position de faisceau, de l'énergie et de la dispersion en énergie. Le LINAC est suivi d'un doublet de quadrupôles puis de deux dipôles de déviation ( $65^\circ$  chacun) pour rejoindre la ligne 210 du faisceau provenant de l'accélérateur d'ions Tandem. Quatre autres quadrupôles permettent d'ajuster la dimension transverse du faisceau.

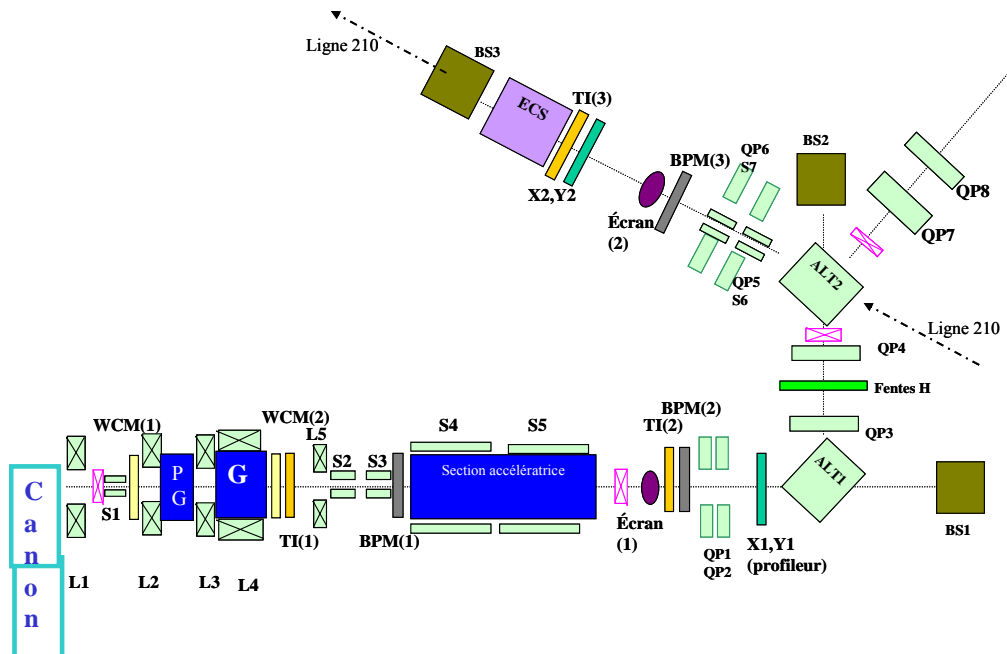


Fig. 3 Synoptique d'ALTO

Le linac n'est que la partie vive du dispositif. Pour en donner une image, on pourrait dire qu'il s'agit d'un lance-pierres à répétition. Les projectiles-électrons y reçoivent à intervalle de temps régulier des poussées qui accroissent leur vitesse, jusqu'à proximité de celle de la lumière, et ce, en ligne droite. C'est l'application d'une tension positive au bon moment sur une série d'électrodes qui fournit ces impulsions régulières. On maintient cette régularité en utilisant une tension alternative à haute fréquence (HF, 3GHz) délivrée par un puissant générateur à tube oscillant (klystron et son modulateur de 35MW crête), qui n'opère que 3 $\mu$ s toutes les 10ms pour limiter la puissance moyenne. Dans notre cas, la série d'électrodes est simplifiée du fait de la constance de la vitesse des électrons, elles sont régulièrement espacées et arrangées plutôt en forme de cavités résonant à la fréquence HF. Le gain en énergie est ajustable au moyen de la puissance d'alimentation, l'énergie maximale est de 50 MeV.

Pour répondre aux différents critères liés à la géométrie de l'accélérateur, aux contraintes techniques et aux exigences des utilisateurs, nous avons installé ALTO auprès du séparateur d'isotopes en ligne, PARRNe. Ce site comprend les deux zones 210 et 310 du bâtiment 109 de l'IPN qui abrite l'accélérateur d'ions Tandem. Les lignes de faisceaux pour les utilisateurs seront installées dans la zone adjacente 110. Cette installation demande des modifications dans l'infrastructure au niveau des aires expérimentales existantes.

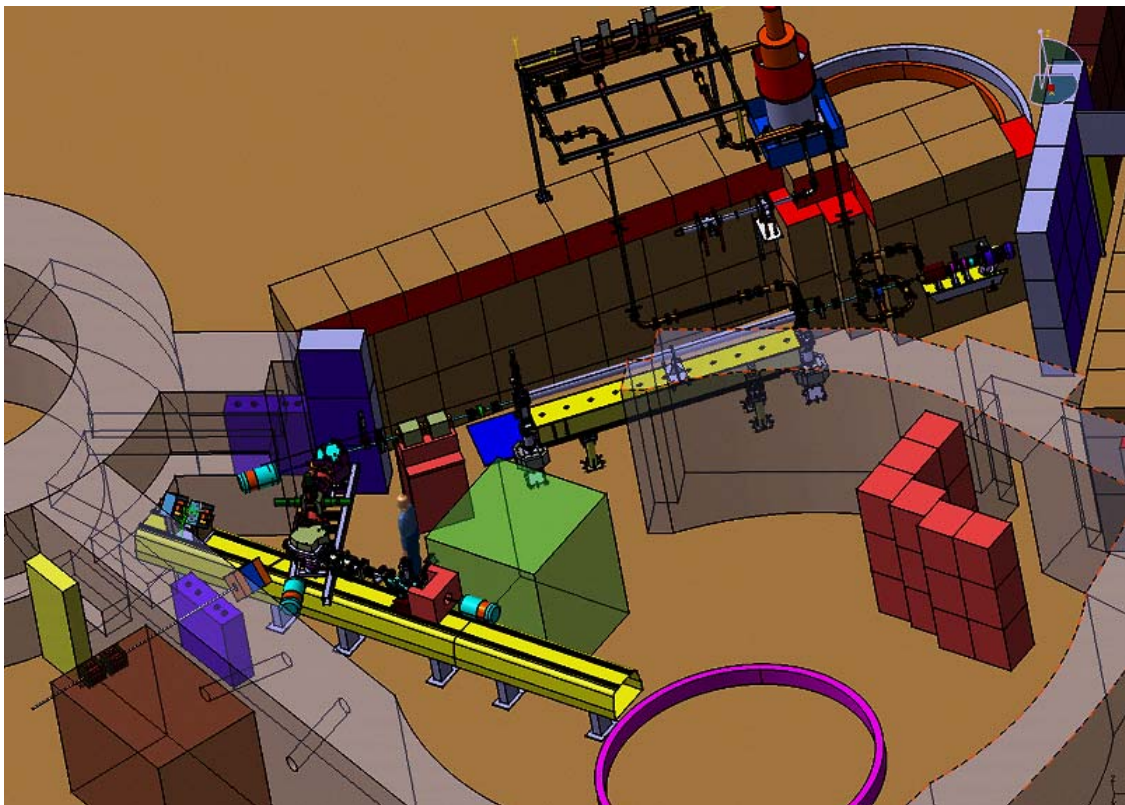


Fig. 4 représentation en 3D de l'accélérateur ALTO

L'étude et l'installation du système de refroidissement ont été réalisées. Ce réseau de refroidissement ALTO comporte deux circuits :

un circuit fermé d'eau déminéralisée dont la température régulée à 29 °C (au 1/10<sup>ème</sup> de degré) destiné au refroidissement de l'accélérateur et du réseau HF. La régulation est contrôlée par un automate compatible avec le système de contrôle et commande ALTO.

Un circuit d'eau déminéralisée connecté celui de la machine Tandem destiné au refroidissement des équipements.

L'alimentation électrique d'ALTO s'inscrit dans les travaux de rénovation du poste HT/BT et de protection contre la foudre du bâtiment 109. Ce poste sera, comme par le passé, alimenté en 15kV à partir de 2 câbles provenant des bâtiments 109 et 108 et en amont, du poste de distribution EDF d'Esclangon.

Les travaux seront exécutés début janvier 2005 par l'entreprise sélectionnée au terme de l'appel d'offres ouvert européen en cours. Dans la nouvelle architecture, ALTO et PARRNe disposent d'un transformateur spécifique 400V/400V de 400kVA.

L'injecteur composé du canon, pré-groupeur et groupeur est actuellement en cours de montage dans un hall expérimental du Tandem.

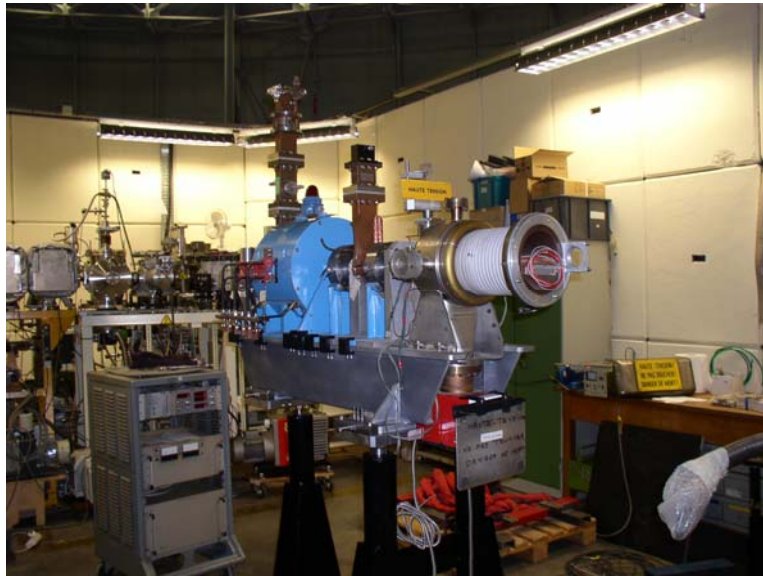


Fig. 5 : Montage de l'injecteur

La section accélératrice est placée sur son support à proximité de la zone de construction. Son outillage de manutention ainsi que son système d'alignement ont été réalisés. L'ensemble des déviateurs et des enceintes à vides de part et d'autre de la section sont également réalisés.

Les dipôles de déviations ont été réceptionnés. Les quadrupôles sont livrés fin décembre 2004. Le châssis principal supportant les aimants est en cours de réalisation.



Fig. 6 Construction des électro-aimants

Les besoins en diagnostics de faisceau ont été recensés:

- Mesure de l'intensité par les transformateurs d'intensité (TI), les WCM (Wall Current Monitor) et les blocs
- Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie à l'aide des fentes de définitions et du premier aimant de définition
- Mesure de la position par les BPM (Beam Position Monitor)

Le fonctionnement envisagé nécessite de délivrer des impulsions de courant faisceau de 10 ns au minimum à 2  $\mu$ s au maximum soit une dynamique de 200 sur la durée de l'impulsion.

L'intégration de ces éléments qui sont en grande partie récupérés (du CERN et du LAL) a été étudiée et en cours de réalisation dans nos ateliers de mécanique.

Les fentes d'analyse ainsi que les blocs d'arrêt sont en conception au bureau d'études de l'Institut. Cette conception tient compte de l'encombrement géométrique et des exigences de la radioprotection.

Le vide d'ALTO est assuré par un pompage conçu de manière à obtenir une pression moyenne de  $1 \cdot 10^{-6}$  Pa. Les chambres à vide sont en acier inoxydable. Toute l'installation comporte trois sections isolées par des vannes. Le système de pompage est entièrement ionique. Il comporte :

1 pompe 50 l/s au niveau du canon,

1 pompe de 150 l/s au niveau du grouper.

2 pompes de 200 l/s placées aux extrémités de la section accélératrice.

1 pompe de 600 l/s placée entre les 2 aimants

1 pompe de 126 l/s déjà existante sur la ligne 210.

Ces équipements de vide ont été testés et sont prêts au montage.



Le modulateur et le klystron de cette installation permettent d'obtenir 35 MW pendant 4,5  $\mu$ s à 100 Hz. Le temps de remplissage de la section (1.3  $\mu$ s) limite la durée utile de l'impulsion HF à 3  $\mu$ s. La charge du faisceau (beam loading) ne permet pas d'obtenir une dispersion en énergie de moins de 10 % pour un courant de 10  $\mu$ A à 50 MeV. L'ensemble du réseau HF sera maintenu sous pression de 1 bar de SF<sub>6</sub>. Cet ensemble permettra de régler les puissances et les phases dans chaque structure accélératrice (figure 4). La mécanique du réseau HF a été étudiée en détail. Le support mécanique du réseau est réalisé au laboratoire. La réception des guides d'ondes réalisés en entreprise est prévue en cette fin d'année.

Les équipements HF tels que les coupleurs de puissance, l'atténuateur, le déphaseur et la charge à eau ont été réalisés et reçus. Le montage du modulateur-klystron et du réseau est programmé à la fin des travaux de bâtiments (fin février 2005).

Le système de contrôle et commande de l'accélérateur ALTO s'articule autour d'un logiciel de supervision industrielle "Panorama", développé par le CEA.

Ce logiciel est un outil de développement permettant de surveiller, conduire et contrôler en temps réel tout type d'installation industrielle. L'architecture du système comprend deux ordinateurs PC utilisés comme serveurs, et un ordinateur PC utilisé comme interface de contrôle, ainsi que toute l'électronique d'interfaçage (modules d'entrées-sorties, réseau ethernet, "boîte à boutons", ...).

Début décembre 2003, l'interfaçage de nombreux appareils (alimentations, oscilloscope, mesures, ...) avec les serveurs avait été mis au point.

Un automate gère le vide de l'accélérateur. Les schémas électriques sont réalisés et la programmation achevée à 50%. Des sécurités câblées assureront la protection du matériel.

Les éléments importants pour la sécurité (rondiers, coups de poing, porte et signalisation) sont gérés par un automate agréé pour la sécurité des personnes. Cette norme impose que la redondance soit maintenue tout au long de la chaîne de sécurité. Toutes les entrées sont doublées, le bon fonctionnement des relais des sorties est contrôlé par l'automate lui-même et tout défaut provoque automatiquement la mise en sécurité du système.

La sécurité de cet ensemble est basée sur quatre principes :

Le contrôle de l'action entreprise « le tir »

Le contrôle des lieux « zone » avec et sans faisceau, dans des conditions de sécurité bien définies

L'autorisation de « tests »

L'autorisation d'« accès contrôlé »

Le système de sécurité est actif, toute coupure de tension met l'installation en sécurité. De plus, Le système est entièrement alimenté par un 24V auto secours.

Les tests des deux systèmes sont prévus à partir de fin avril 2005.

## **b) Les aires expérimentales**

Un workshop international s'est déroulé en mai 2004 mettant en évidence la très forte demande tant des faisceaux ALTO que des faisceaux stables du tandem. Les axes majeurs de la physique étudiés auprès d'ALTO sont l'étude de la magie des noyaux riches en neutrons, l'étude du processus r en astrophysique nucléaire, la mesure de propriétés fondamentales de noyaux très exotiques tels que la forme ou la masse (voir partie C de ce chapitre). En particulier des équipes internationales (Espagne, Italie, Grande Bretagne, Allemagne, Russie ...) ont effectué des demandes précises pour s'installer auprès de Tandem/ALTO. Ce

succès impose la mise en place de nouvelles lignes d'expériences car il est évident que l'unique ligne, dédiée à la R&D, du début du projet ne pourra pas accueillir l'ensemble des demandes. Un groupe de travail s'est constitué afin d'étudier les options les plus intéressantes pour répondre à ce besoin. L'étude est encore en cours mais les contraintes financières ainsi que la nécessité absolue de garder en toutes circonstances le dispositif PARRNe opérationnel dès l'arrivée du premier faisceau ALTO, nous poussent à nous diriger vers une solution d'évolution pluriannuelle progressive permettant de mettre en place chaque année une nouvelle ligne dans la salle 110 du Tandem, pour arriver à un nombre total de 4 lignes. Cette solution est basée sur le développement d'un déflecteur similaire à celui qui était en place auprès d'ISOCELE. Une image très schématique et provisoire de la salle 110 est indiquée sur la figure 7. Les points forts de la construction des nouvelles lignes dédiées à ALTO sont la construction d'une mezzanine destinée à accueillir les laser pour la source d'ions laser ainsi que des zones expérimentales, et la mise en place du spectromètre MISTRAL dans la salle 110 permettant de disposer d'une aire expérimentale fournissant des faisceaux isobariquement purs.

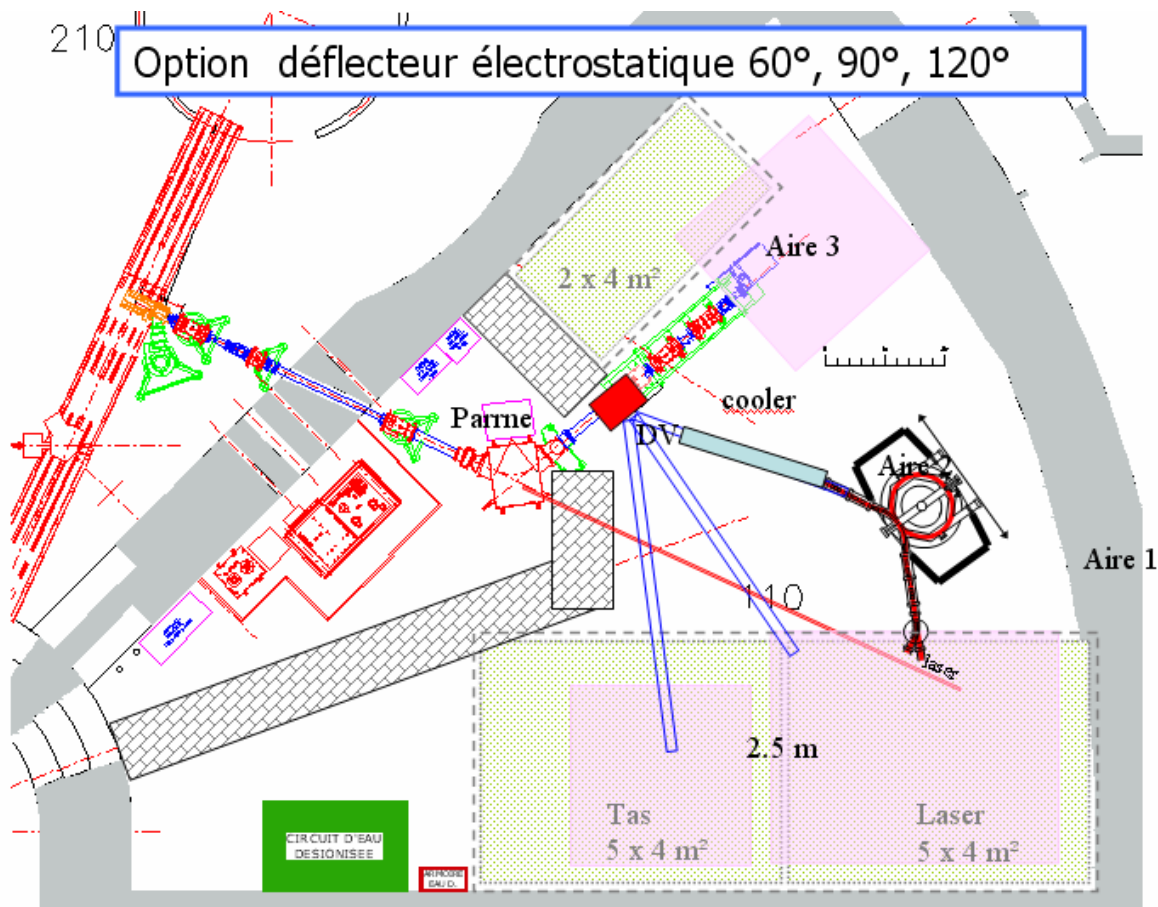


Fig. 7 : vue schématique des lignes ALTO prévues dans la salle 110 du Tandem

## 2. Lien avec d'autres projets

Plusieurs projets Européens et internationaux ont exprimés leur intérêt et leur soutien au projet ALTO. Les principales lettres de soutien figurent en annexe.

## C. Programme de recherche

Une très large partie de ce paragraphe est issu des contributions apportées par la communauté nationale et internationale au projet ALTO au cours des deux workshop organisés sur ce thème en mars 2003 et mai 2004.

## 1. Spectroscopie des noyaux autour de $N=50$

### a) ALTO en cible épaisse (proposé par F. Ibrahim et D. Verney)

Les limitations des techniques mentionnées au chapitre précédent ont dessiné très exactement la limite de nos connaissances de la structure des noyaux dans la région  $N=50$   $Z=28$ . Ces limitations concernent essentiellement les techniques de production qui dans le cas de la fragmentation du projectile ou de réaction d'ions lourds ne permettent pas d'atteindre les noyaux proches de la double fermeture de couche  $Z=28$  et  $N=50$  et dans le cas de la fission en cible mince sont limitées en quantité de noyaux produits.

La fission reste cependant une façon très efficace de produire ces noyaux. Nous avons vu que récemment des expériences menées auprès du séparateur en masse PARRNe2 au Tandem d'Orsay, utilisant les produits de fissions obtenus dans le cadre de production en cible épaisse de type ISOLDE ont permis de franchir cette fameuse limite le long de  $N=50$ .

Ces résultats sont très enthousiasmant dans la perspective d'ALTO, puisqu'en se plaçant dans des conditions totalement similaires de sélection et de détection on pourra compter sur une production 100 fois supérieure. Cette production est similaire pour ces noyaux à celle disponible à l'heure actuelle à ISOLDE. Il est cependant très important de signaler que les distributions isobariques des produits de fission obtenus dans le cadre de la photofission, mode de fission froid, telle qu'elle sera mise en œuvre à ALTO seront bien décalées en direction des isotopes riches en neutrons mais surtout davantage piquées en masse par rapport à ce qui est obtenu à partir des protons de 1 GeV de ISOLDE.

Autrement dit la photofission offre une « sélection isobarique » intrinsèque *i.e.* une présence plus faible d'isobares contaminants. C'est ce fait qui ouvrira pour la première fois toute une réserve intacte de découvertes aux alentours de  $N=50$ .

Dans ce contexte l'apport de ALTO est fondamental, c'est d'abord de permettre des études de la structure de noyaux proches de  $^{78}\text{Ni}$  par décroissance  $\beta$  dans un cadre ISOL.

Cette méthode est tout à fait complémentaire des expériences de spectroscopie par décroissance d'isomères. Elle permet en effet d'alimenter de nombreux niveaux indépendamment de la nature ou de l'existence même des isomères en question et de dévoiler ainsi des pans entiers des schémas de niveaux. Le contexte ISOL de productions et de méthodes de détection avec dérouleur de bande constitue un avantage par rapport aux expériences de décroissance  $\beta$  suivant la fragmentation du projectile et une analyse en vol. Celles-ci ne permettent pas en effet d'étudier des noyaux sur de fortes activités ce qui a pour défaut de limiter la précision des spectres obtenus mais aussi empêcher une spectroscopie complète, incluant les transitions de très basse énergie, la détection des raies X et des électrons de conversion.



Ces mesures complémentaires, ainsi que la détection de neutrons sont actuellement envisagées à ALTO et permettront d'effectuer une spectroscopie « croisée ».

Il est clair au vu du paragraphe précédent que les calculs effectués dans le cadre du modèle en couches ont souffert soit de l'absence d'une correction adéquate de la partie monopolaire d'une interaction réaliste, soit de l'absence d'existence d'une interaction empirique valable sur un vaste espace de valence.

La précision des données spectroscopiques obtenue dans le cadre de détections complémentaires « croisées »  $\beta$ , neutrons, gamma et électrons de conversion permettra sans doute d'accompagner les développements futurs du modèle en couches dans une région caractérisée par un rapport N/Z élevé ( $N/Z=1,79$  pour  $^{78}\text{Ni}$ ). Afin de signer la décroissance des noyaux les plus exotiques, il est nécessaire d'installer, auprès de la ligne PARRNe, un détecteur à neutrons retardés. Par ailleurs un détecteur neutrons à grande efficacité ( $^3\text{He}$ ) doit être installé auprès d'ALTO (voir proposition de E. Sokol dans ce chapitre). Cette installation résulte d'un accord IN2P3 – JINR Dubna signé en septembre 2003. Ce détecteur devrait être installé courant 2005. Ainsi ALTO permettra de franchir la limite des connaissances actuelles sur la structure des noyaux exotiques riches en neutrons proches de  $^{78}\text{Ni}$ .

Les données spectroscopiques qui seront obtenues dans le cadre d'expériences de décroissance  $\beta$  avec système de détection gamma de grande efficacité en coïncidence avec détection d'électrons et de neutrons permettront d'explorer avec précision le paysage structural de cette région. L'ensemble de ces données constituera un test drastique pour les modèles nucléaires dans une région de double fermeture de couches caractérisée par une population en neutrons fortement en excès.

Le franchissement de cette limite est rendu possible pour la première fois grâce à l'association entre une production en cible épaisse caractérisée par une faible pollution isobarique et une source de type MK5 ou une source à ionisation laser. Il est également envisagé à l'heure actuelle des études spécifiques d'amélioration des temps de sortie de certains éléments d'intérêt majeur comme le Ni par exemple, sous la forme d'ions moléculaires.

Dans un premier temps et dès l'arrivée d'ALTO, nos études se porteront plus particulièrement sur l'étude de la décroissance des cuivres très riches en neutrons et en particulier l'étude de la décroissance de  $^{80}\text{Cu}$  et  $^{81}\text{Cu}$ . La première expérience devrait nous permettre de mettre en évidence le premier état excité  $2^+$  dans le  $^{80}\text{Zn}$  dernier noyau pair-pair avant le noyau  $^{78}\text{Ni}$ . L'étude de la décroissance  $\beta$   $^{81}\text{Cu} \rightarrow ^{81}\text{Zn}$  nous permettra de pousser notre étude des isotones  $N=51$  et en particulier de suivre l'évolution des états de particules individuelles  $s_{1/2}$  et  $d_{5/2}$ . Car pour mieux caractériser la fermeture de couche à  $N=50$ , il faut connaître les orbites individuelles occupées par les neutrons célibataires dans les isotones  $N = 49$  et  $N = 51$ .

#### **b) Développement d'une ligne IGISOL (proposée par S. Franchoo)**

Les isotopes de nickel riches en neutrons revêtent d'un intérêt exceptionnel afin de suivre l'évolution du modèle en couches loin de la stabilité. Cependant, ils sont difficilement accessibles par les techniques Isol à cible épaisse comme à Parrne ou à Isolde à cause de la nature réfractaire du nickel [jok97]. Le développement du guide d'ions, c'est à dire la méthode Isol couplée à une cellule de gaz contenant une cible mince, a permis d'éliminer les processus lents de diffusion et d'effusion de la cible [arj85]. En intégrant le guide d'ions à une source laser, la technique s'est par la suite avérée particulièrement féconde pour l'étude des isotopes radioactifs des éléments réfractaires [ver94].

Au séparateur Lisol à Louvain, la structure nucléaire des isotopes de cuivre riches en neutrons a ainsi été explorée par décroissance bêta des isotopes  $^{68-74}\text{Ni}$ , où le décalage de la partie monopolaire de l'interaction résiduelle entre protons et neutrons a été révélé [fra98] et [fra01]. Grâce à l'étude des décroissances radioactives de  $^{67}\text{Co}$ ,  $^{69}\text{Co}$  et de  $^{69}\text{Ni}$ , on a su déterminer de manière plus précise le caractère semi magique de  $^{68}\text{Ni}$ , les schémas de niveaux illustrant comment la magie est affaiblie dès qu'un seul neutron ou proton est ajouté ou enlevé du noyau [mue99].

Comme indiqué, ces efforts dans les isotopes de nickel et de cobalt riches en neutrons ont nécessité un développement technique aigu [kud96]. A Lisol, le faisceau de protons d'une énergie de 30 MeV était dirigé sur une cible mince d'uranium suspendue dans une cellule qui était remplie d'un gaz noble. Les produits cette réaction de fission sortaient des cibles et étaient arrêtés et thermalisés à travers des collisions dans le tampon gazeux. Toujours à l'intérieur de la cellule, ils étaient ionisés de nouveau à l'aide de l'irradiation résonante par laser. Les ions étaient ensuite évacués par le flux du gaz. La transition entre la cellule de gaz et l'aimant du séparateur de masse qui suivait, était réalisée à l'aide d'un piège sextupolaire de dimensions relativement modestes qui guidait et en même temps refroidissait les ions [van97].

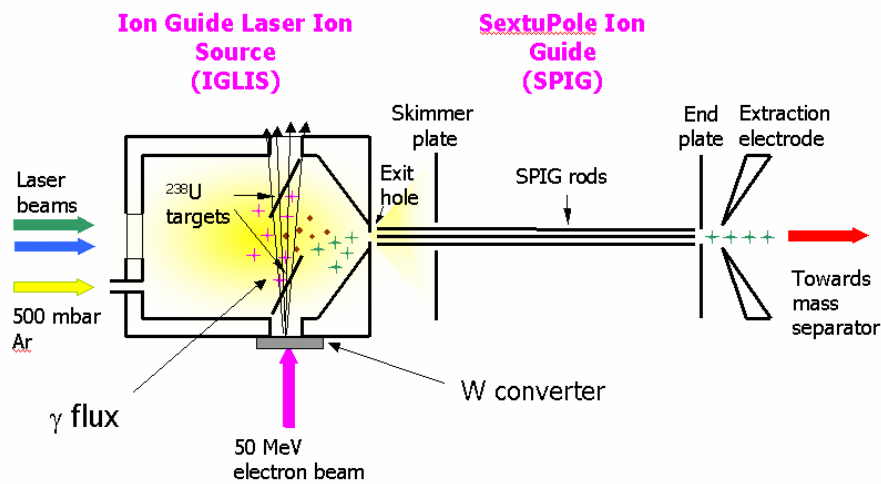


Fig. 8 : Description d'un ensemble Iglisol intégré

En recherchant les limites expérimentales du guide d'ions, il a été observé que les taux de production obtenus n'étaient pas proportionnels à l'intensité du faisceau primaire. En général, l'efficacité pour un élément donné dépend du type de faisceau primaire, son intensité et sa structure en temps. Par exemple dans le cas d'ions lourds, l'efficacité d'extraire le  $^{95}\text{Rh}$  ionisé par laser tombait de 12% à 2% lorsque l'intensité du faisceau primaire de  $^{40}\text{Ar}$  montait de 1 à 40 pA [fac05]. Le même effet a été observé pour des faisceaux de protons et a été imputé à la génération d'électrons libres dans le gaz tampon qui était localement ionisé par le faisceau. Ce plasma faible favorisait la recombinaison ion électron à l'intermédiaire du gaz même. Tandis que l'application des champs DC ou RF dans la cellule a été invoquée comme solution, la charge d'espace créée par le plasma en limite toutefois l'efficacité.

Une solution novatrice consiste en l'emploi de la photofission comme mécanisme de production, essentiel dans le projet Alto. Le faisceau primaire d'électrons d'Alto est converti en photons par Bremsstrahlung dans une cible épaisse d'un élément comme le tungstène. Les photons de basse énergie sont absorbés dans le convertisseur même ou la paroi de la cellule. Les photons au-delà de 10 MeV pénètrent dans la cellule et induisent des réactions de photofission dans la cible d'uranium. Grâce à la photofission, on réduit l'ionisation du gaz tampon dans la cellule ainsi que l'interférence engendrée avec l'ionisation résonante par laser en aval et on espère ainsi d'arriver à une meilleure efficacité de l'ensemble.

Dans une première phase, le projet Guide d'Ions se propose de construire un prototype qui sera installé auprès du séparateur hors-ligne SIHL à Orsay. Ensuite la cellule et le piège seront intégrés dans l'ensemble cible source d'Alto à Orsay.

Le but final du projet consiste à pousser plus loin l'étude des isotopes riches en neutrons de nickel et de cobalt vers le noyau magique  $^{78}\text{Ni}$ . (Nous ajoutons néanmoins que d'autres éléments réfractaires comme le rhodium ou le palladium, qui sont d'un intérêt astrophysique, peuvent également être produits et extraits avec le guide d'ions.) Il est important de noter que grâce à l'intégration d'un cible Igsol auprès d'ALTO, le gain d'un facteur 100 attendu dans l'efficacité de la source permettra de pousser les études beaucoup plus loin qu'il n'a été possible de le faire à Louvain. La figure ci dessous représente les éléments de nickel et de cobalt qui ont été étudiés à Louvain. Le facteur 100 que nous espérons nous permettra sans doute de pousser les études jusqu'au fatidique noyau de  $^{78}\text{Ni}$ .

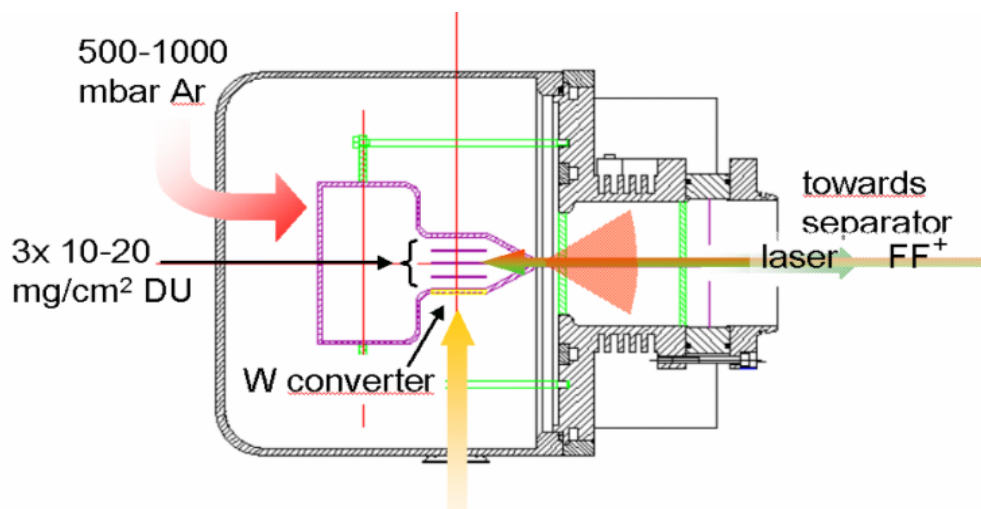


Fig. 9 : Intégration de la source Igisol dans l'ensemble cible-source ALTO

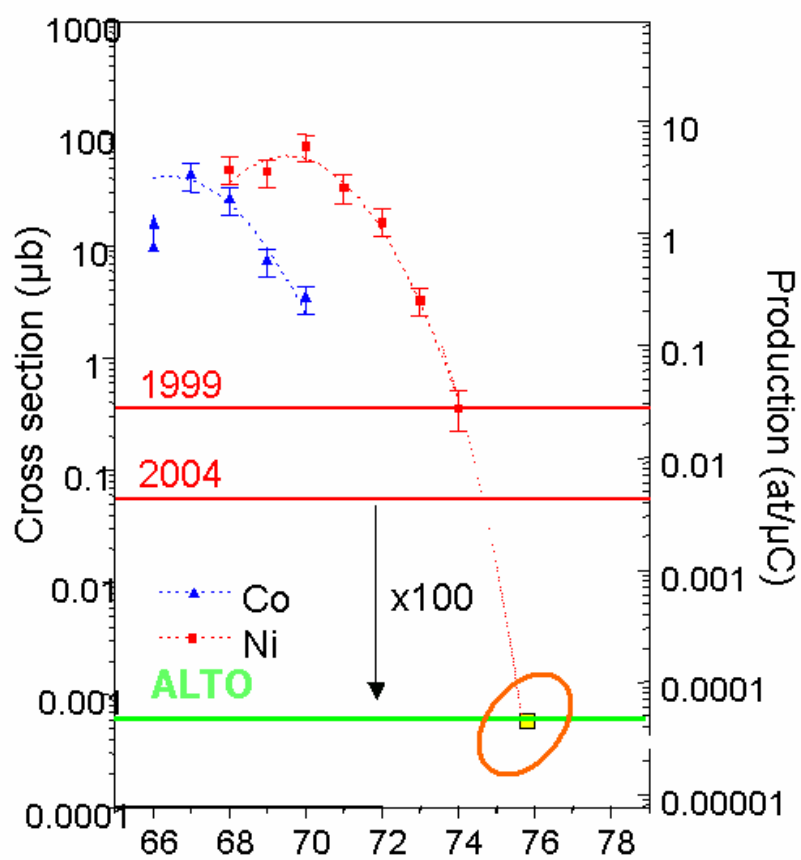


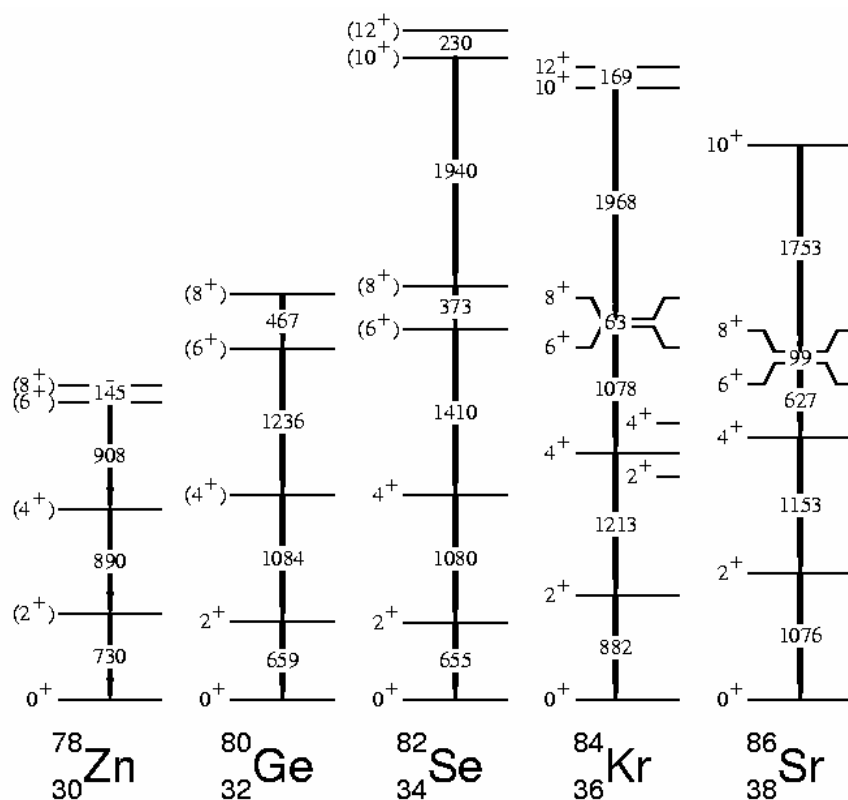
Fig. 10 : Gain attendu auprès d'ALTO en comparaison avec les noyaux étudiés à Louvain

## 2. Spectroscopie gamma prompte auprès d'ALTO (proposé par M. G. Porquet et l'équipe EFIX)

La spectrométrie prompte des fragments de fission s'est avérée être un moyen puissant d'étude de la structure de noyaux riches en neutrons, qu'ils soient produits par fissions spontanées de  $^{248}\text{Cm}$  et  $^{252}\text{Cf}$  (abondamment étudiées auprès d'Eurogam/Euroball ou Gammasphere [ahm95, ham95]) ou par fissions induites par ions lourds (le groupe EFIX du CSNSM a réalisé plusieurs mesures ces dernières années en utilisant les multidétecteurs Eurogam puis Euroball [por96-99]). A l'issue de la fission, les fragments primaires se refroidissent en émettant quelques neutrons, puis le reste de l'énergie est émise par les fragments secondaires sous forme de transitions. La mesure de ces dernières permet d'identifier les états excités des noyaux ainsi formés. La photofission de  $^{238}\text{U}$  (ou la fission par neutrons d'énergie de l'ordre de 10 MeV) donne accès à un domaine de noyaux exotiques, qui n'a pas pu être exploré jusqu'à présent. En utilisant ALTO associé à un multidétecteur performant, des états excités jusqu'à des spins de 10-14 $\hbar$  pourront, pour la première fois, être identifiés dans les noyaux situés au nord/nord-ouest de  $^{78}\text{Ni}_{50}$ .

Les études que nous proposons vont enrichir celles qui seront effectuées par décroissance  $\beta$ . Même si elles ne donnent accès qu'à un nombre limité d'états de haut moment angulaire (les états yrasts et quasi-yrasts), les structures observées suffisent aussi bien pour signer le comportement global du noyau (sphérique, vibrationnel, rotationnel) que pour identifier les orbites occupées par les nucléons de valence.

Les mesures envisagées sur les noyaux proches de  $^{78}\text{Ni}$  permettront de caractériser directement la fermeture de couches  $N=50$  très loin de la vallée de stabilité. On peut donner l'exemple des états de haut spin des isotones  $N=48$  qui sont maintenant connus jusqu'à  $^{78}\text{Zn}$  : l'existence de l'isomère  $8^+$  est une preuve que le gap entre les couches  $vg_{9/2}$  et  $vg_{7/2}$  reste robuste jusqu'à  $Z = 30$  (fig. 11).



Pour mieux caractériser la fermeture de couche à N=50, il faut connaître les orbites individuelles occupées par les neutrons célibataires dans les isotones N = 49 et N = 51.

Par ailleurs, l'étude des isotopes impairs en proton permettra également d'analyser comment évoluent, dans chaque série isotopique, les orbites individuelles occupées par le proton célibataire lorsque le nombre de neutrons augmente fortement (recherche des effets d'isospin).

La méthode de spectrométrie prompte que nous proposons est tout à fait adaptée, comme nous l'avons déjà démontré dans les études que nous poursuivons actuellement sur les noyaux riches en neutrons de plusieurs séries isotopiques (de  $^{43}\text{Tc}$  à  $^{53}\text{I}$ ) produits par fissions induites par ions lourds et étudiés auprès d'Euroball.

Lors de la fission d'un noyau lourd, plus de 150 fragments différents sont produits, qui émettent chacun, au cours de leur désexcitation, plusieurs dizaines de transitions qu'il faut pouvoir identifier. Tout dispositif de mesure précise du noyau émetteur (en A et Z) utilisant un détecteur d'ions lourds est un fort handicap dans ce type d'expérience, puisque les fragments sont émis dans tout l'espace. Par contre, l'attribution des cascades de rayonnements à un noyau bien défini peut être réalisée efficacement grâce à la spectrométrie prompte, à la seule condition qu'elle soit effectuée avec un ensemble performant de détecteurs Ge (résolution en énergie, couverture angulaire, granularité). En effet, le temps de réponse des détecteurs Ge étant beaucoup plus long que les temps mis en jeu dans les diverses étapes de la désexcitation des fragments, les transitions émises en cascade par les fragments complémentaires sont toutes détectées en coïncidence. Tous les fragments *lourds* produits par la photofission de  $^{238}\text{U}$  ont déjà pu être étudiés par cette méthode, en utilisant la fission spontanée de  $^{248}\text{Cm}$  ou  $^{252}\text{Cf}$  [ahm95, ham95]. Ainsi, les corrélations qui seront observées à ALTO seront utilisables pour identifier toutes les nouvelles cascades de transitions émises par leurs complémentaires, les fragments légers qui nous intéressent. Cette méthode est illustrée sur la figure 12. Les transitions émises par les états de haut moment angulaire de  $^{115}\text{Ag}$  viennent d'être identifiées grâce aux transitions émises par  $^{105}\text{Tc}$ , qui est son fragment complémentaire principal dans la réaction de fusion-fission  $^{18}\text{O}$  (85MeV) +  $^{208}\text{Pb}$ .

Le dispositif expérimental comprendra une cible de  $^{238}\text{U}$  d'épaisseur 30  $\text{mg}/\text{cm}^2$  environ, ce qui est suffisant pour que tous les fragments soient stoppés dans la cible et émettent leurs rayonnements à l'arrêt (ce qui évite le problème de la correction de l'effet Doppler). De plus, il sera intéressant de faire également des mesures avec une cible de  $^{232}\text{Th}$ , les taux de production des isotopes légers issus de sa photofission étant différents de ceux de  $^{238}\text{U}$ .

L'ensemble de détection de rayonnements entourant la cible, doit laisser libre aussi bien un cône à l'arrière qu'un cône à l'avant, pour ne pas être sensible aux photons ou aux neutrons du faisceau : une géométrie EXOGAM de type B, 16 détecteurs Ge de type "clover" placés à 15 cm de la cible, pourrait être tout à fait satisfaisante. La segmentation des détecteurs Ge n'étant pas indispensable a priori, des détecteurs "clover" issus d'Euroball pourraient être utilisés.

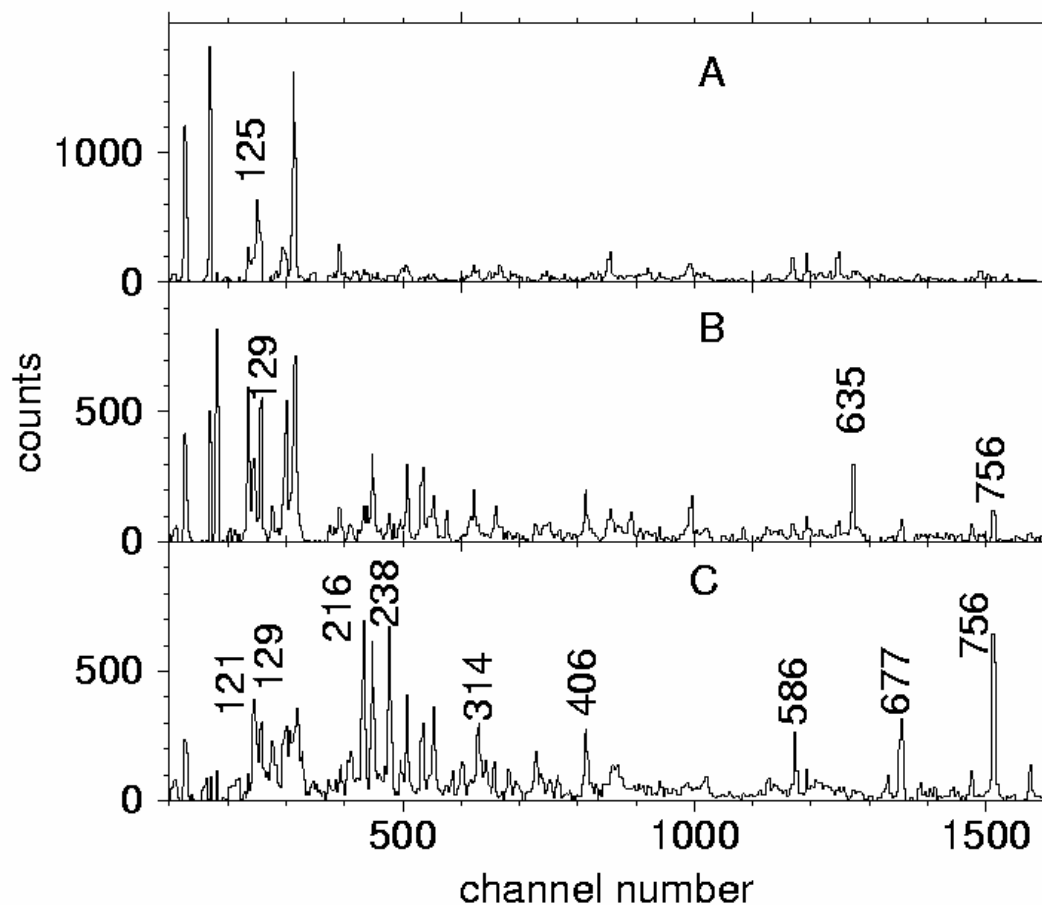


Figure 12: Exemple d'identification d'un nouvel ensemble de transitions. Le spectre A est conditionné par deux transitions appartenant à  $^{105}\text{Tc}$  (129 et 314 keV), la transition de 125 keV, qui ne lui appartient pas, peut être attribuée à son fragment complémentaire principal,  $^{115}\text{Ag}$ , dont les transitions sont inconnues. Le spectre B est conditionné par une transition de  $^{105}\text{Tc}$  (314 keV) et la nouvelle transition de 125 keV : il contient les autres transitions connues de  $^{105}\text{Tc}$ , ainsi que des transitions nouvelles, encore attribuables à  $^{115}\text{Ag}$  (par exemple, 635 et 756 keV). La dernière vérification est obtenue sur le spectre C, conditionné par deux des nouvelles transitions (125 et 635 keV), ce qui favorise fortement les transitions de  $^{115}\text{Ag}$ , tout en montrant les transitions les plus intenses de  $^{105}\text{Tc}$  (par exemple, 129 et 314 keV). L'expérience a été réalisée auprès du Vivitron, avec la réaction de fusion-fission  $^{18}\text{O}$  (85MeV) +  $^{208}\text{Pb}$ , les rayonnements étant détectés par Euroball [9].

En tenant compte des impératifs liés à un tel système de détection (fenêtre en temps des coïncidences, temps de traitement des informations individuelles issues de chaque cristal, temps de constitution et d'enregistrement de chaque événement, ...), un taux de fission de  $10^5$  par seconde pourrait être traité sans perte d'information et conduirait à une statistique suffisante. Il est important de noter que la structure en temps de l'accélérateur linéaire, impulsion de durée 2  $\mu\text{s}$  à la fréquence de 100 Hz, n'est pas du tout adaptée à des mesures de désexcitation prompte. Il sera donc nécessaire de modifier son mode de fonctionnement ou d'utiliser le faisceau de deutons pulsé du Tandem.

### 3. Etude du r-process à ALTO (proposé par O. Sorlin et S. Grévy)

About half of the elements beyond Fe are produced via the neutron-captures in very neutron-rich environments. The existence of abundance peaks connected with the major neutron shell-closures, witness that neutron-captures have occurred far from the valley of stability. The ultra-poor metallicity stars reveal what happened in the early age of the galaxy, when primordial r nuclei were formed. It is remarkable to see that the abundances of heavy-mass nuclei (beyond  $A=130$ ) is solar-like and very similar in those stars, which stems from very different regions of the galactic halo. This feature witness that the synthesis of heavy-r elements has occurred in a very robust manner all over the years, whatever the location in the galaxy. Conversely, the scattering in

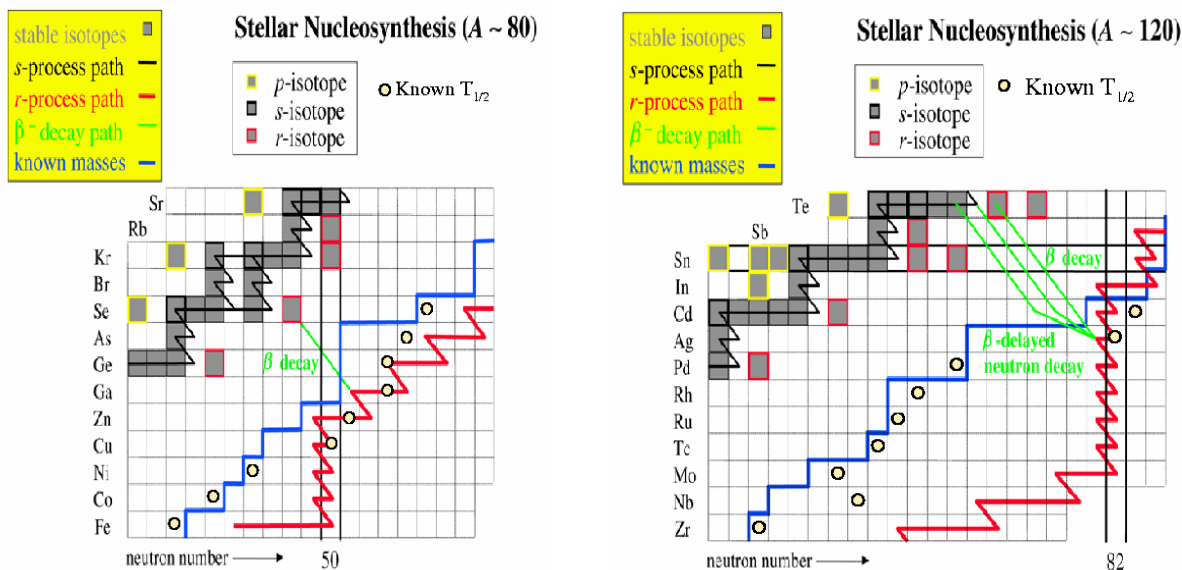
abundances below  $A=130$  indicate that weak  $r$ -process(es) should be invoked to produce lighter  $r$  elements, which could extend down to Ge elements or below. These observations, added with the possibility to measure isotopic abundances of Eu and in a near future Ba has brought a major breakthrough in our view of the  $r$  process and of the chemical evolution of the elements.

At present time, even if the high entropy bubble and neutron-star mergers are likely sites, the exact environment(s) where the  $r$  process(es) occurs still remains a great mystery. The exact location of the  $r$ -process path depends on the conditions which prevail in the stars in which the nucleosynthesis develops.

In very hot and neutron-dense environments, neutron-captures occur on very short timescales and quickly equilibrate with photodisintegrations for nuclei with low neutron separation energy. In such cases, the important parameters for modelling the  $r$ -process nucleosynthesis are the masses, which the location of the waiting points in each isotopic chain, the  $\beta$ -decay half-lives and the  $P_n$  values which determine the amount of  $r$ -progenitors accumulated and to which extent their decay occur via delayed-neutron(s) emission(s). At lower temperature and neutron-density, neutron-captures compete with decays and branchings in each isotopic occur when  $\beta$ -decay times are shorter than neutron- capture times. It is of key importance to determine these three properties ( $\beta$ -decay half-lives, masses and neutron-capture cross-sections), especially at/around the major neutron closed-shells  $N=50$ ,  $82$ , and  $126$  where the  $r$  peaks are built.

Recent major experimental breakthrough concerning the  $r$ -process has been obtained at the ISOLDE facility where the  $\beta$ -decay studies of the neutron-rich waiting points  $^{130}\text{Cd}$  and  $^{129}\text{Ag}$  have been achieved. One of the key for the success of the latter study reside in the high selectivity of the three steps laser ionisation process for the Ag elements. These results seem to favour a quenching of the  $N=82$  closed-shell south to  $^{132}\text{Sn}$ . This quenching would provide  $r$ -progenitors before reaching the  $N=82$  closed shell, and smooth the  $r$ -abundance curve below  $A=130$  as it is observed in the solar system.

However, this effect should be confirmed by the study of lower  $Z$  elements in order to firmly establish if the abundance pattern below  $A=130$  has a nuclear structure origin or witness the occurrence of other  $r$ -processes. The present limits of  $\beta$ -decay studies at the  $N=50$  and  $N=82$  closed-shells are indicated in Fig. 13. Major developments are planned to be developed at the ALTO facility in order to extract the refractory elements (Mo to Pd) around  $N=82$ . The ALTO facility could then bring new access to the studies of unknown regions, which are of key importance for the understanding of the  $r$ -process.





The neutron-delayed emission probability  $P_n$  is also an important parameter to consider. It can be measured simultaneously with the determination of  $\beta$ -decay half-lives. Its effect leads to a smoothing of the final abundance pattern of the stable elements. This value can be determined with a neutron counter which surrounds the location where the nuclei are implanted. The neutron counter of the Universität für Kernchemie of Mainz, which consists of 90  $^3\text{He}$ -gas filled counters embedded in a polyethylene moderator, will be used for this purpose. The beta delayed-neutron study could also be used to study the level scheme of the daughter nuclei, and subsequently used to determine the neutron-capture cross sections. This feature is described in the following.

The direct measurement of neutron-capture cross sections on unstable nuclei is technically not feasible. As a consequence, their determination should be provided by models or by indirect reactions. For nuclei far from stability and at closed shell, the use of statistical models is very hazardous, since the  $S_n$  is small and consequently the level density very low. In such cases, the main contribution is obtained from the direct capture (DC), mainly of s or p waves, or/and by resonances above the neutron-energy threshold.

Thus, the contribution to the CN reaction of isolated resonances can be dramatic. The location of such a resonance in the  $^{132}\text{Sn}(n;\gamma)^{133}\text{Sn}$  could be determined through the  $\beta$ -decay scheme of  $^{133}\text{In}$  in which partly decays through  $\beta$  delayed-neutron emission to  $^{132}\text{Sn}$ . The contribution of a resonant capture (RC) in the case of  $^{132}\text{Sn}$  is illustrated in Fig. 14. The search for low-energy resonance could be investigated by detecting low energy neutrons emitted in this decay. For this purpose, it is essential to make complete  $\beta$ - $\gamma$ -neutron spectroscopy in order to be able to know the exact positions of low lying levels above neutron threshold in  $^{133}\text{Sn}$ . The high level density in such mass region make necessary to have neutron detectors with high efficiency

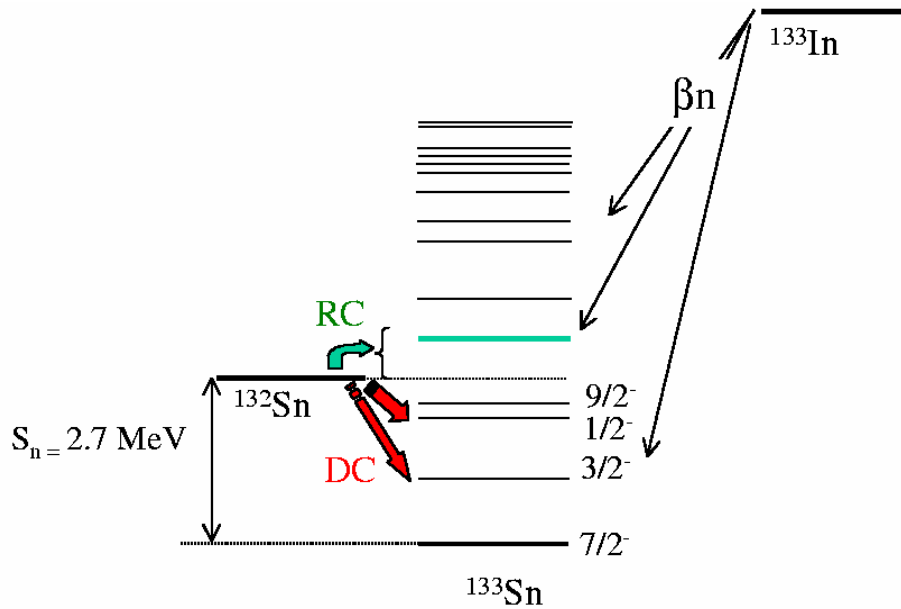


Fig. 14 : Schematic view of the  $\beta$ -decay scheme of  $^{133}\text{In}$  in which the feeding of resonance above the neutron-emission threshold of  $^{132}\text{Sn}$  is shown.

and good energy resolution together with very low energy-threshold for the neutron detection. In this context, the TONNERRE (TONneau pour NEutron RETardées see Fig. 3) array developed at LPC-Caen is of particular

interest. It is composed of 32 scintillators bars covering 45% of the solid angle, with a thickness of 4 cm giving 50% energy efficiency at 1 MeV. The path for the neutrons is 120 cm, resulting in an energy resolution of 80 keV at 1MeV. In addition to TONNERRE, powerful Ge detectors should be used to make neutron- coincidences. New low-energy threshold neutron detectors are being developed to reach reasonable efficiency between 100 and 500 keV.

Such configuration of the TONNERRE array has been used with success at high energy facility (GANIL - studies of the shell closures  $N=20$  and  $N=28$ ) as well as at low energy facility (ISOLDE  $\beta$ -decay of 51-53K). In the same context, the TONNERRE array could be used at ALTO to study the r-process around the shell closure  $N=50$  and  $N=82$ . In these two regions, the neutron rich isotopes of Cu and Sn will be well produced.

The discovery of such levels would result in better predictions of the neutron-capture cross sections which could be off by a factor of 100 if such effects are not correctly taken into account.

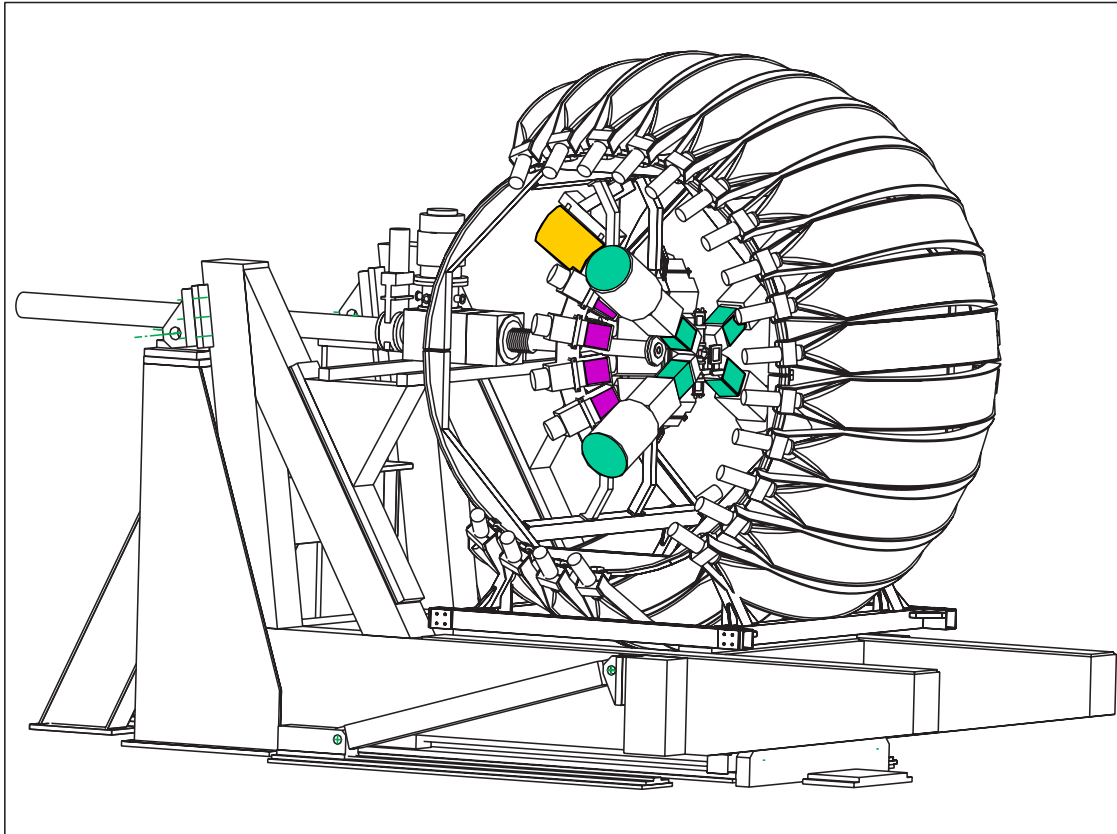


Fig. 15 : The TONNERRE array located at the end of the LISE spectrometer at GANIL. 20 modules are mounted together with 4 Ge clovers from the EXOGAM collaboration (green) and 8 low energy neutron counters from the IReS Strasbourg (purple)

#### 4. Production de cibles radioactives à ALTO (proposée par S. Fortier et F. Hammache)

Les expériences étudiant les interactions entre un noyau cible et un noyau projectile d'énergie supérieure à la barrière coulombienne constituent une source irremplaçable de données sur la structure nucléaire. L'étude de réactions induites par des noyaux radioactifs est un élément clé de la découverte des propriétés nucléaires loin de la stabilité. Il est bien évident qu'une post-accélération éventuelle des faisceaux radioactifs intenses

produits par ALTO est très certainement un projet de développement d'un intérêt majeur. Cependant, dès la première phase d'ALTO, il pourrait être possible d'explorer une autre voie d'accès à l'étude de noyaux exotiques riches en neutrons par réactions nucléaires : la fabrication de cibles radioactives au point image de l'ensemble ALTO + Parrne et leur utilisation ultérieure sur le Tandem d'Orsay et tout autre accélérateur de faisceaux stables ou instables.

Un certain nombre de noyaux à temps de vie compris entre quelques jours et quelques milliers d'années sont produits par photofission, ainsi que par la décroissance bêta de noyaux pères à vie plus courte. Ils peuvent être collectés après séparation de masse sur un support de carbone mince. Connaissant les taux de production et les temps de vie des différents isobares, on peut calculer la quantité d'atomes déposés sur le support après un certain temps d'irradiation, puis de « refroidissement » de la cible. Quelques exemples obtenus pour des temps d'irradiation de 2 semaines sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Noyau	Temps de vie	Nombre de noyaux cibles
$^{90}\text{Sr} (J^\pi=0^+)$	28 ans	$7 \cdot 10^{14}$
$^{91g}\text{Y} (J^\pi=1/2^-)$	58 jours	$10^{14}$
$^{126}\text{Sn} (J^\pi=0^+)$	$10^5$ ans	$10^{14}$
$^{129m}\text{Te} (J^\pi=11/2^-)$	33 jours	$4 \cdot 10^{13}$

L'éventail de possibilités d'expériences et de perspectives nouvelles ouvertes par la disponibilité de telles cibles est extrêmement étendu. Des futures expériences étudiant les interactions entre ces noyaux-cible radioactifs et les faisceaux secondaires exotiques actuellement disponibles, en particulier au Ganil, devraient permettre d'étendre notablement le champ d'investigation de noyaux loin de la stabilité. Nous nous limiterons ici aux possibilités d'expériences réalisables sur place à Orsay, utilisant le spectromètre Split-Pole du Tandem.

Le nombre d'atomes cible calculé collecté sur une surface de quelques  $\text{mm}^2$  devrait permettre de réaliser avec succès des expériences du type de celles réalisées ces dernières années avec des cibles radioactives de  $^7\text{Be}$  et  $^{178m}\text{Hf}$  : diffusion élastique et inélastique et transfert de nucléons. La mesure des spectres d'énergie et des sections efficaces différentielles apporte des informations fondamentales sur les propriétés des différents états du noyau final (spin et parité, facteurs spectroscopiques) à comparer aux prédictions des modèles de structure nucléaire et à introduire dans les calculs de nucléosynthèse. On n'en citera ici que quelques exemples, utilisant des réactions de transfert de nucléons.

#### a) -Etude des fermetures de couche Z=38, 40, 50 et N=50

L'analyse d'expériences sur le transfert d'un nucléon entre cible et projectile léger (proton, deuton,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , ...) permet de déterminer les centroïdes en énergie et les taux d'occupation des différentes couches. La

comparaison des résultats obtenus avec les cibles radioactives riches en neutrons telles que  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Y}$  et  $^{126}\text{Sn}$  et les cibles stables voisines permettra d'étudier l'évolution du modèle des couches avec l'isospin.

### b) -Détermination des interactions effectives nucléon-nucléon

Le noyau isomérique  $^{129m}\text{Te}$  a son neutron de valence dans la couche  $h_{11/2}$ . L'étude de réactions de transfert d'un nucléon sur une telle cible permettra d'exciter les différents multiplets de niveaux résultant du couplage d'un neutron  $h_{11/2}$  à une particule ou un trou dans une couche  $lj$ , et de les comparer aux prédictions de calculs théoriques :

*multiplets [neutron  $h_{11/2}$ -neutron] :*  $^{129m}\text{Te}(d,p), ^{129m}\text{Te}(^3\text{He},^4\text{He})$

*multiplets [neutron  $h_{11/2}$ -proton] :*  $^{129m}\text{Te}(^3\text{He},d), ^{129m}\text{Te}(^4\text{He},t)$

*multiplets [neutron  $h_{11/2}$ - trou de neutron] :*  $^{129m}\text{Te}(p,d), ^{129m}\text{Te}(^4\text{He},^3\text{He})$

*multiplets [neutron  $h_{11/2}$ -trou de proton] :*  $^{129m}\text{Te}(d,^3\text{He})$

On peut s'attendre à une absence de mélanges de configurations pour les états de spin maximum résultant de ces couplages, rendant leur identification et la mesure de leur énergie particulièrement intéressantes pour la détermination des interactions effectives nucléon-nucléon.

(ex: recherche de l'état  $10^-$  de  $^{128}\text{Sb}$  par pick-up d'un proton dans la couche  $g_{9/2}$ )

### c) Astrophysique (processus r) à ALTO

Actuellement il n'existe pas de mesures de sections efficaces des réactions nucléaires impliquées dans le processus r de capture rapide de neutrons (processus responsable de la synthèse de nombreux éléments lourds au-delà du fer) car ces sections efficaces sont souvent très faibles et impliquent des espèces radioactives souvent éloignées de la vallée de la stabilité. Pour la majorité des noyaux instables, les sections efficaces sont donc évaluées grâce au modèle statistique Hauser-Feshbach. Or, les estimations fournies par ce modèle deviennent insuffisantes quand il est question de noyaux très riches en neutrons proches de la "drip-line" neutronique où la densité de niveaux devient faible. Toutefois, la mesure de ces sections efficaces pour une fraction significative des noyaux impliqués dans le processus r n'est pas envisageable raisonnablement. Par contre, des informations expérimentales directes ou indirectes relatives à un échantillon restreint de noyaux instables qu'il est possible de produire (Ex :  $^{126}\text{Sn}$ ) pourraient permettre d'évaluer la fiabilité des modèles nucléaires existants nécessaires pour le calcul global du processus r et faciliteraient leur amélioration. La mesure de la section efficace de la réaction de capture de neutron  $^{126}\text{Sn}(n,\gamma)$  par la réaction de transfert  $^{126}\text{Sn}(d,p)$  au Tandem permettrait de trancher entre les différents modèles nucléaires qui la prédisent et qui présentent des écarts allant jusqu'à trois ordres de grandeurs (cf. rauscher, NphA621(1997)327).

## 5. Spectroscopie laser : vers $^{78}\text{Ni}$ (proposée par F. Le Blanc)

### a) Généralités

Avec les techniques laser généralement employées, on peut étudier les propriétés des états fondamentaux et isomériques des noyaux de période supérieure à la milliseconde en mesurant :

Le spin nucléaire

La variation du rayon de charge nucléaire sur une chaîne isotopique.

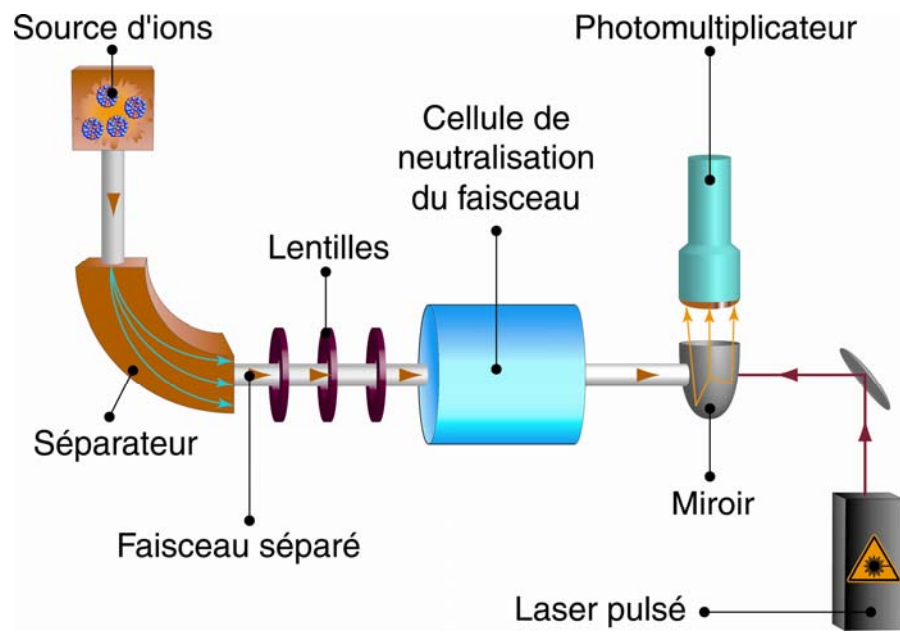
Ces techniques nécessitent l'emploi d'une ligne à basse énergie autour de 50 kV. Actuellement, de nombreux éléments légers n'ont pas encore pu être étudiés dans ce cadre là faute d'intensité de faisceau suffisante sur les séparateurs d'isotopes classiques de type Isolde. Parmi eux figurent de nombreux noyaux exotiques riches en neutrons autour des couches magiques  $N=50$  et  $N=82$ . Leurs études est absolument primordiale car des mesures systématiques d'observables liées à la forme du noyau sont indispensables pour contraindre les modèles loin de la stabilité et de trancher entre les différentes forces utilisées dans les calculs en champ moyen. Par exemple, en mesurant les rayons de charge des noyaux très riches en neutrons, on peut mettre directement en évidence des peaux de neutrons et ainsi comprendre de façon beaucoup plus précise la répartition des nucléons dans les isotopes à grand isospin. De plus, la mesure des moments nucléaires autour des couches magiques permet d'obtenir des informations précises sur la structure même du noyau et de tester entre autre la conservation de la magicité loin de la stabilité.

Dans ce contexte, deux éléments peuvent être tout d'abord étudiés : l'Argent et le Germanium. Ceci permettra d'approcher deux couches magiques :  $N=82$  pour l'Argent et  $N=50$  pour le Germanium. Le but de ces mesures est d'atteindre à terme le Nickel dont l'étude loin de la stabilité est primordiale. En effet, cet élément présente un isotope doublement magique riche en neutrons à la limite de la ligne de stabilité qui n'a été observé jusqu'alors qu'en très faible quantité : le Nickel 78. Pour compléter ces études, de nombreux autres éléments tels le Brome, l'Arsenic, le Gallium pour  $N=50$  et l'Antimoine et l'Iode pour  $N=82$  pourront être mesurés.

Pour atteindre ce but, nous comptons utiliser la spectroscopie laser colinéaire pour laquelle une production de 100 à 1000 atomes /seconde est la limite de détection.

### **b) Méthode expérimentale**

La spectroscopie colinéaire consiste en une excitation laser sur faisceau atomique. Généralement, on utilise un séparateur d'isotopes qui produit des ions radioactifs mono chargés séparés en masse. Ces ions sont accélérés sous une tension de quelques dizaines de kilovolts et sont neutralisés par une cellule à échange de charge remplie d'un gaz (sodium, cadmium...) pour se placer dans un état métastable donné. Ce niveau est alors excité par le faisceau d'un laser continu pour atteindre un autre état métastable. Les atomes se désexcitent en émettant des photons de fluorescence que l'on détecte avec un photomultiplicateur. Pour obtenir la structure hyperfine, (qui fournit les moments nucléaires) et le déplacement isotopique (qui fournit les rayons nucléaires) on effectue un balayage en fréquence du laser et on reconstitue le spectre hyperfin par l'énergie et le nombre de photons détectés. En ce qui concerne l'Argent, le Germanium et le Nickel, les schémas d'excitation désexcitation sont connus puisque de nombreuses transitions optiques ont été testées sur les noyaux stables et celle-ci sont tout à fait accessibles par un laser continu classique car elles se situent entre 300 et 600 nm. Un schéma du principe est représenté sur la figure 16.



spectroscopie colinéaire.

Fig. 16 :Principe de la

## 6. Mesures de masses (présentée par C. Gaulard)

La masse est un témoin direct de l'ensemble des interactions qui agissent dans le noyau (interactions électromagnétiques, interactions faibles et les interactions fortes). La comparaison de la masse nucléaire  $M(N, Z)$  d'un noyau avec  $N$  neutrons et  $Z$  protons à la somme des masses de ses constituants, permet de déterminer directement l'énergie de liaison  $B(N, Z)$  du noyau :

$$B(N, Z) = (Zm_p + Nm_n - M(N, Z))c^2.$$

L'énergie de liaison nous permet ainsi d'étudier différents effets mis en évidence par l'étude de la structure nucléaire (fermeture de couche, déformation, appariement, ...), et nous fournit des informations importantes pour la modélisation de la nucléosynthèse stellaire.

La mesure avec une haute précision des masses atomiques de nucléides éloignés de la stabilité  $\beta$ , vers la *drip line* des neutrons, est d'une grande importance. Elle permet d'exercer des contraintes sur les modèles de la structure du noyau dans son état fondamental, et ainsi d'améliorer leur pouvoir prédictif loin de la stabilité (Fig. 17). Dans la région des masses bien connues (c'est à dire proche de la stabilité) il y a une bonne compatibilité des prédictions des différents modèles, mais on observe des divergences lorsque l'on extrapole vers la *drip line* des neutrons (Fig. 17), c'est à dire vers les régions intéressantes pour la structure nucléaire et pour les calculs de nucléosynthèse stellaire. En particulier, des prédictions de meilleure qualité sont indispensables aux modèles de nucléosynthèse stellaire car les noyaux concernés ne sont pas accessibles en laboratoire.

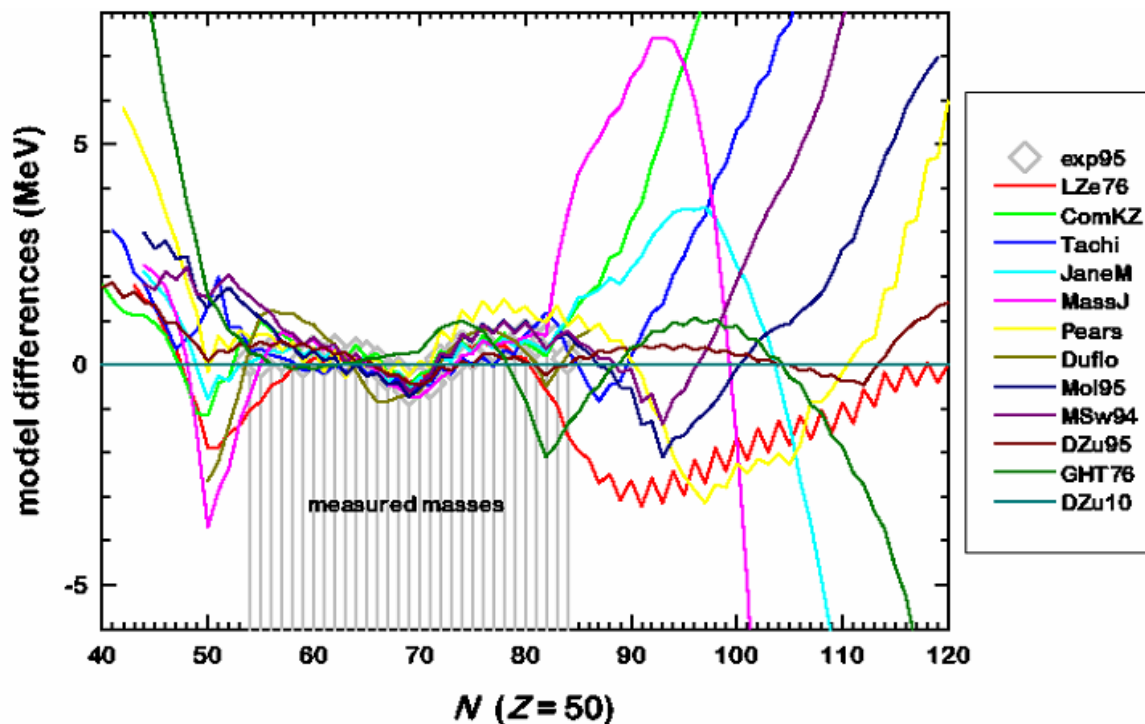


Fig 17. Différences entre les différents modèles pour les isotopes de l'étain ( $Z=50$ ).

Les noyaux exotiques peuvent être produits principalement de deux manières :

La technique ISOL (Isotope Separation On Line). La réaction est induite par un faisceau primaire sur des éléments lourds contenus dans une cible épaisse. Les produits de réaction stoppés dans la cible sont transportés vers la source par diffusion thermique. Ce processus de diffusion, dépendant des propriétés chimiques de chaque élément ainsi que de la taille et de la température de la cible, peut être assez long et pénaliser la sortie des espèces de très courte durée de vie. Le principal inconvénient de la méthode ISOL est la contamination isobarique engendrée par certaines sources (sources à plasma par exemple). Cependant cette

contamination peut être réduite en utilisant des sources laser qui ionisent les atomes d'un seul élément chimique. Le faisceau d'ions est ensuite séparé en masse par un séparateur électromagnétique. Les faisceaux produits par cette technique sont intenses, de haute qualité (faible émittance) et à basse énergie.

La technique dite « IN-FLIGHT ». Dans ce cas la réaction est induite par un faisceau de haute énergie sur une cible mince. Les produits de réaction proviennent de la fragmentation du projectile et ont une énergie par nucléon comparable à celle du faisceau incident. Le principal inconvénient de cette méthode est la mauvaise qualité du faisceau (dispersion angulaire très large) qui réserve ce type de production aux expériences ayant une grande acceptance.

Ces deux techniques sont complémentaires, et ALTO qui sera une installation de type ISOL, viendra donc en parfait complément de la technique de fragmentation de GANIL.

Actuellement la méthode la plus précise ( $\delta m/m \approx 5.10^{-8}$ ) pour la détermination de la masse des nucléides radioactifs utilise un piège de Penning (expérience ISOLTRAP à ISOLDE), mais cette précision se fait au dépend de la durée de la mesure (environ 1s). La résolution d'une telle méthode est supérieure à  $10^6$ . L'expérience MISTRAL dont le principe repose également sur la comparaison des fréquences cyclotron offre une précision de l'ordre de  $5.10^{-7}$  et une résolution supérieure à  $10^5$ , avec l'avantage d'une plus grande rapidité (temps de transit  $\approx 50 \mu s$ ). En utilisant une de ces techniques de mesures, la majorité des nucléides produits à ALTO (zones jaunes dans la Fig. 18) pourrait soit être mesurée pour la première fois (environ 50 noyaux), soit bénéficier d'une amélioration de la précision de masse (environ 50 noyaux). Les noyaux produits par ALTO (zones jaunes dans la Fig. 18), se situent principalement dans des régions clés pour l'étude des fermetures de couches ( $N = 50, 82$ ), du shell quenching ( $N = 40$ ) et des déformations ( $56 \leq N \leq 65$  et  $N \geq 87$ ). Ces effets peuvent être mis en évidence avec les courbes des énergies de séparation de deux neutrons,  $S_{2n}(N, Z) = B(N, Z) - B(N - 2, Z)$ , en fonction de  $N$  (Fig. 18).

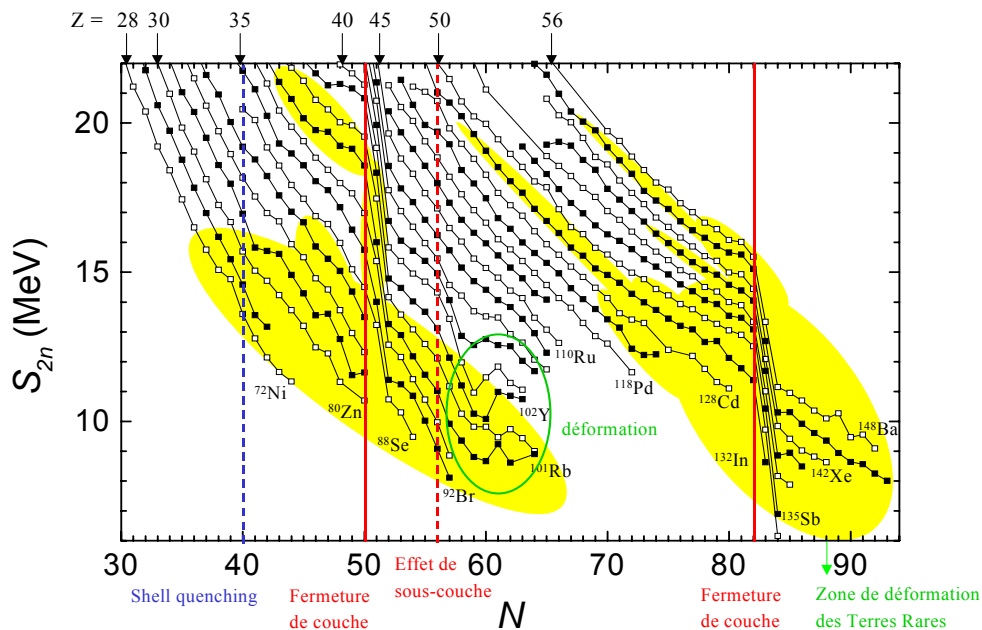


Fig. 18 : Courbes  $S_{2n}$ . Les régions de production d'ALTO sont représentées en jaunes



Ces courbes représentent les dérivées de la surface de masse. Les courbes  $S_{2n}$  décroissent très régulièrement quand  $N$  croît. Mais il apparaît aussi des discontinuités qui informent sur la structure nucléaire. Sur ces courbes la fermeture de couche est visible pour tous les noyaux passant d'un certain nombre magique de neutrons au nombre immédiatement supérieur. On observe une chute très nette des valeurs des énergies de séparation des deux neutrons au-delà des nombres magiques ( $N = 50$  et  $N = 82$ ). Dans la région  $N = 40$ , il apparaît un léger changement de la linéarité de  $S_{2n}(N)$ . Ce comportement semblerait correspondre à l'apparition d'un nouveau nombre magique (phénomène de *shell quenching*). Mises à part les régions des noyaux magiques on trouve d'autres changements de monotonie de ces courbes. Ces perturbations locales informent sur la présence de déformations. La figure 3 en donne un exemple pour les régions des déformations des isotopes de Rb, Sr, Y, Zr et Nb ( $56 \leq N \leq 65$ ) et des Terres Rares ( $N \geq 87$ ). Il faut cependant noter que ces effets, qui compliquent les modélisations, ne sont que de l'ordre de  $10^{-6}$  de la masse totale. C'est pourquoi il est essentiel d'effectuer des mesures de masses de très haute précision pour pouvoir dégager la physique des énergies de liaison.

## 7. Study of neutron-rich nuclei in the lanthanide region, near $A \approx 160$ , produced by photofission using ALTO-PARRNe (proposé par B. Roussière et D. Hojman)

The neutron-rich lanthanide region, near  $A \approx 160$ , apart from being transitional to quadrupole deformation, also has been suggested [naz84, phil86] to possess reflection asymmetric shapes at low excitation energies. The large quadrupole deformations ( $\beta \approx 0.27-0.29$ ) that can be extracted from the predicted quadrupole moments [ben01] in  $^{152-168}\text{Sm}$ , are in good agreement with the available data [ram87]. In addition, octupole effects have been observed in  $^{156,159}\text{Eu}$  [hel90, wil87].

In this region, the influence of the valence p-n interactions in the evolution of the collectivity has been pointed out by Casten et al. [cas87]. For  $N > 90$ , the subshell  $Z = 64$  disappears, resulting in a rapid development of the collectivity. This is related to the filling of highly overlapping proton and neutron orbits, which have large p-n interactions, and hence constitutes the essential driving force to deformation.

This region has also an astrophysical interest. In the calculations of nucleosynthesis, the most important parameters to be determined experimentally are the neutron binding energies and nuclear half-lives, specially near the abundance peaks in the r-process at mass 80, 130, 165 (lanthanide region), and 195 [mac86].

Another topic to explore is the presence of  $0^+$  excited states in even-even nuclei. In  $^{158}\text{Gd}$ , 13 excited  $0^+$  states have been found below an excitation energy of approximately 3 MeV [les02]. In the case of  $^{146}\text{Sm}$  [oro97], 10 excited  $0^+$  states have been found and interpreted through a particle-core coupling model. However, for well-deformed nuclei such as  $^{158}\text{Gd}$ , it is not yet possible to decipher the nature of all the observed  $0^+$  states.

Furthermore, in the studies of high-spin states in neutron-rich nuclei produced by spontaneous or induced fission one of the most important difficulty is the assignment of transitions to a given nucleus. Since, generally, no transitions are known, the identification is mainly based on the coincidence of prompt gamma rays emitted by complementary fragments [hot91, por96b]. The knowledge of states populated by beta decay can help to a more accurate and simple identification.

Little information is available on nuclei belonging to the neutron-rich lanthanide region, near  $A \approx 160$ , because there is no stable target-projectile combination to produce them through the currently used fusion-evaporation reactions and their yields in fission processes are too small for the present experimental facilities. Fig. 19 shows the part of the periodic table including the region to be studied. In dark blue we indicate reactions and decay modes that have been used to obtain the few available data for each nucleus. In the case of  $\beta^-$ -decay the

number of known states is also pointed out. Red circles indicate that no  $\beta^-$  data are available or only few states are known and, hence, the nuclei so marked are candidates to be studied. Only nuclei with mother half lives greater than approximately 1s are considered. The straight blue line corresponds to  $N/Z=1.576$ . This value indicates, for the heavy fragment, the most probable proton number for a given mass number obtained by photofission of  $^{238}\text{U}$ . In view of the expected production and efficiency of the ALTO-PARRNe facility [ess03], we expect that many nuclei of the neutron-rich lanthanide region could be studied.

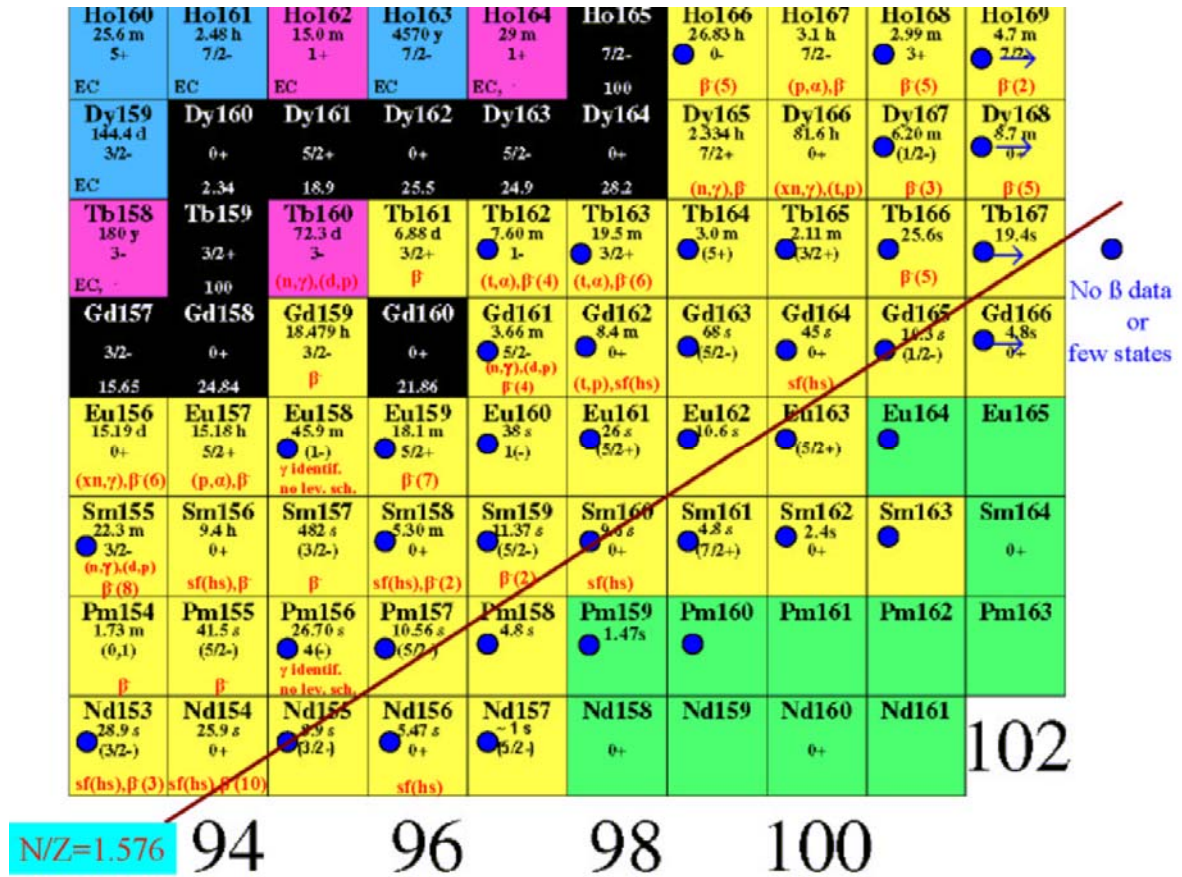


Fig. 19: Region of the neutron-rich lanthanides.

sf(hs) means: high spin states obtained via spontaneous fission

The first step will be to determine the working conditions of the ALTO target + ion source system leading to the best yields for the isotopes that we propose to study. Then after production and separation, nuclear spectroscopy techniques will be used, including X-ray, gamma, beta, and conversion electron singles and coincidence spectra and half-live measurements.

The neutron-rich lanthanide region, near  $A \approx 160$ , exhibits different excitation modes interesting to explore and can provide important data for many studies. With the high efficiency of the ALTO-PARRNe facility we expect to perform the study of a wide part of the region.

## 8. Purification isobarique à l'aide d'une ionisation résonnante pulsée (proposée par J. K. P. Lee)

One of the most challenging problems facing any modern ISOL facility is to provide a wide variety of isotopically pure ion beam to the users. Many developmental efforts have been devoted to this, but isotopically pure ion

beam for only a few elements are available. The situation has been much improved when a laser ion source (LIS) using high power, high repetition rate, pulsed laser was applied successfully. However, for many elements, a pure isotopic ion beam is still not available. We would like to propose a method that can use proven technology to purify the content of an isobaric beam. The approach is conceptually simple, and can be developed and tested with minimal costs if the right combination of available resources is available.

The basic approach is to feed an ion beam from any ISOL facility (an isobaric beam consisting of a number of elements) through a gas-cooler/buncher. The emerging bunched ion beam can then be neutralized after passing through a suitable charge exchange cell. This pulsed neutral beam can then be bombarded collinearly by a group of pulsed laser beams that will selectively ionize atoms of one particular element. Those re-ionized isotopes can then be separated from the remaining neutral beam and thus forming an isotopically pure ion beam. The technology for each of the required steps has already been developed and applied to various experiments, though the efficiency of the combined system has never been thoroughly tested. For example, a gas-cooler/buncher has been installed at ISOTRAP of ISOLDE and at some other ISOL facilities. Also, collinear resonance ionization spectroscopy (RIS) method is well known, and has been applied in many experiments. To test this proposed method of purifying an ion beam on-line, one would need to construct a gas-cooler/buncher, which is relatively inexpensive. The pulsed laser system will require a low-repetition rate, high intensity laser to pump several dye lasers. Such a system is readily available commercially, and is relatively inexpensive comparing to the requirements of a normal LIS.

If a suitable laser system is available (preferred minimum requirement, about 200mJ/pulse of green or UV output at 10 Hz repetition rate, and two or three dye lasers), some important tests can be carried out with an off-line mass separator. A pulsed ion source will also be required to facilitate quantitative evaluation of the overall purifying efficiency. In addition, some development work may still be required for the gas-cooler to maximize the number of ions it can store. These efforts will require a team of at least 2-3 experienced persons dedicated to this task.

This development project is particularly suitable for ALTO. A LIS development group already exists, and preliminary work has already begun at an off-line separator site. To test the validity of this proposed approach, we need to install a pulsed ion source first. Then, with a charge-exchange cell added to the mass separated beam line and some modification to the laser system, the performance of the purification process can be evaluated. Meanwhile, a gas cooler can be constructed and tested. With a dedicated team, this system can be ready for on-line tests when ALTO becomes operational.

# Annexes

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / IN<sup>2</sup>P<sup>3</sup>

*Direction*

**M. Le Directeur de  
l'IPN  
91406 ORSAY cedex**

Caen, le 9 octobre 2002

N/Réf. : DIR/2002/43  
Objet : ALTO

Cher Collègue,

Je voudrais vous préciser ici, comme j'ai déjà eu l'occasion de l'exprimer lors du Conseil Scientifique de l'IN2P3 du mois de juin, l'intérêt que le GANIL voit dans le projet ALTO.

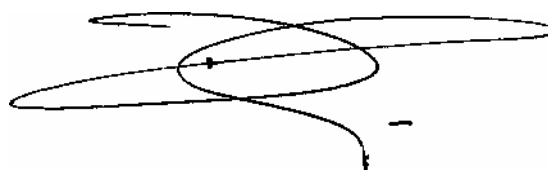
La physique qui y sera explorée est bien évidemment dans le droit fil de la démarche du GANIL qui, après SPIRAL, propose à la communauté française de développer SPIRAL II. La progression logique des thèmes abordés par ALTO puis par SPIRAL II montre la cohérence de la démarche française en physique nucléaire et l'on ne peut que s'en féliciter.

De plus le projet SPIRAL II bénéficierait très directement d'une installation de ce type puisque ALTO constituerait un excellent banc de R&D pour les ensembles de production d'ions radioactifs tels qu'envisagés dans SPIRAL II.

Ce domaine est, comme nous le savons bien avec l'expérience acquise sur SPIRAL, particulièrement délicat, et nous ne ferons pas l'économie de tests en vraie grandeur. Or, avec ALTO et son séparateur, il sera possible d'analyser entièrement le faisceau produit par l'ensemble cible-source, incluant les propriétés optiques, l'efficacité et la dispersion en énergie. Les propriétés de diffusion dans différents composés d'uranium et thorium, comme les oxydes et les carbures de différentes densités et provenances pourraient y être étudiées. Un autre point très important qui pourrait être étudié à ALTO est la durabilité et reproductibilité d'un ou différents ensembles cible-source pour SPIRAL II, point crucial puisque ces ensembles doivent fonctionner à haute température durant 3 mois, sans baisse significative de production.

Il ne s'agit là que de quelques-uns des points techniques qu'ALTO permettrait d'aborder mais ils démontrent déjà l'intérêt d'une mise en place, dans les délais les plus brefs, d'une telle installation pour préparer l'avenir à moyen terme que représente SPIRAL II.

C'est donc en nous souhaitant un succès rapide pour ALTO que je vous prie, cher Collègue, de croire en mes sentiments les meilleurs.



**Dominique GOUTTE**  
Directeur du GANIL



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМ. Г.Н.ФЛЕРОВА  
FLEROV LABORATORY OF NUCLEAR REACTIONS

141980 Дубна Московской обл.  
Телефон (7-09621) 6-22-61  
Телетайп АТ 205493 ВОЛНА

141980 Dubna, Moscow reg., Russia  
Fax: (7-09621) 65083  
Telex: 911621 DUBNA SU  
Tel.: (7-09621) 62621  
E-mail: itkis@flnr.jinr.ru

Dear Prof. Guillemand-Mueller,

As you may know, a project for the production of low- and high-energy beams of nuclei in the range of  $A=100-150$  using reactions of  $^{238}\text{U}$  photofission is now being realized at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions. It has been found that in the irradiation of the uranium target ( $40 \text{ g/cm}^2$  in thickness) with an electron beam (energy - 25 MeV, intensity - 20 mA) at a compact FLNR accelerator MT-25 an average of  $1.5 \cdot 10^{11}/\text{s}$  fission events can be generated.

According to the calculations and experimental data it corresponds to the yield of  $^{132}\text{Sn}$  and  $^{142}\text{Xe}$  isotopes of about  $2 \cdot 10^9/\text{s}$ .

The FLNR is interested in the development of co-operation with the IPN in the field of R&D and realization of the main stages of the project.

It is :

- target block
- transport line (target - ion source)
- ion source
- separation of isotopes and isobars
- transport channel for low-energy single-charged ions
- radioprotection safety

Please let us know your opinion of the above-mentioned co-operation.

Yours sincerely,

Prof. Yu. Oganessian, Scientific Leader, FLNR

Prof. M. Itkis, Director, FLNR

Prof. S. Dmitriev, Deputy Director, FLNR

Dear Fadi,

in the EU-RTD project TARGISOL (including the institutes ISOLDE-CERN, GANIL, PSI, GSI, LMU Munich and CSIC Madrid) we are working on the improvement of release of short-lived radio-nuclides from ISOL targets. This development depends crucially on the possibility to perform on-line release tests. Unfortunately the operating ISOL facilities in Europe which would allow such tests are heavily overbooked with physics experiments. Therefore we highly welcome your initiative of the ALTO project which will open an urgently needed facility for such tests.

Given the high intrinsic isobaric purity of photo-fission and the reduced background from symmetric fission, we are particularly interested to perform the following developments and tests:

- use of molecular beam techniques to study the release of:  $^x\text{Ge}^{32}\text{S}^+$ ,  $^x\text{Se}^{12}\text{C}^{16}\text{O}^+$ ,  $^x\text{Br}^{27}\text{Al}^+$ ,  $^x\text{Sr}^{19}\text{F}^+$ , ...
- development of pure, very neutron-rich halogen beams ( $^{94-x}\text{Br}$  and  $^{142-x}\text{I}$ ) selectively ionized with a negative surface ionizer
- test of thorium compounds ( $\text{ThO}_2$ ,  $\text{ThS}$ ,  $\text{Th/Ta}$  sandwich) as alternative target material for elements which are poorly released from the standard  $\text{UC}_x/\text{graphite}$  matrix

We express you the full support of the TARGISOL collaboration and are looking forward to a successful collaboration.

Ulli Köster  
(TARGISOL project coordinator)



# Bibliographie

- [ahm95] I. Ahmad and W.R. Phillips, Rep. Prog. Phys. **58** (1995) 1415
- [ajz79] : F. Ajzenberg-Selove et al, Phys. Rev. C **19**, 2068 (1979)
- [arj85] : J. Ärje et al. PRL **54** 99 (1985)
- [aud77] : G. Audi et al, Nucl. Phys. **A624**, 1 (1977)
- [bag99] : C. M. Baglin, Nucl. Data Sheets **86** (1999) 1
- [baj03] : O. Bajeat et al., Optimization of ISOL UCx targets for fission induced by fast neutrons or electrons, Proceedings of the NANUF03 Conference, Bucharest, September 7-12 (2003) World Scientific
- [bal72] : J. B. Ball et al., Phys. Lett. **B41**(1972) 581
- [bar04] : D. Bardayan et al., communication à V Latinamerican Symposium on Nuclear Physics, Santos, Brésil (2003), et à ENAM04, et Phys Rev C **71**, 021302 (2005)
- [ben01] N. Benhamouda et al., Nucl. Phys. A **690** (2001) 219c
- [ber95] : M. Bernas et al, ENAM'95, Arles, France 1995, éditeurs : M. de Saint Simon et O. Sorlin, Editions Frontières (1995).
- [bin97] : C. Bingham et M. L. Halbert, Phys. Rev. **C2** (1997) 2297
- [bjø86] : T. Bjørnstad et al., Phys. Scri. **34** (1986) 578
- [blo85] : J. Blomqvist et L. Rydstrom, Phys. Scr. **31**(1985) 31
- [bro95] : R. Broda et al, Phys. Rev. Lett. **74**, 868 (1995)
- [bro01] : B. A. Brown, Prog. Part. Nuc. Phys. **47**, 517 (2001)
- [buc90] : F. Buchinger et al, Phys; Rev. C **41**, 2883 (1990)
- [bun76] : R. L. Buntig et al, Phys. Rev. C **13**, 1577 (1976)
- [bur93] : T. W. Burrows, Nucl. Data. Sheets, **68**, 635 (1993)
- [cal80] : J.T Caldwell, E.J. Dowdy, Giant resonance for the actinide nuclei : Photo neutron and photofission cross sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and  $^{232}\text{Th}$ , Phys. Rev. **C21** (1980) 1215
- [car78] : L.C. Carraz et al, Nucl. Inst. and Meth. **148** (1978) 217
- [car79] : L.C. Carraz, S. Sundel, H.L. Ravn, Nucl. Inst. and Meth. **158** (1979) 69
- [cas87] R.F. Casten et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 658
- [cha00] : N. Chauvin, Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier, 2000
- [che76] : E. Cheifetz et A. Wolf, in *Proceeding of the third International Conference on Nuclei Far From Stability*, Cargèse, France, edited by R. Klapisch (CERN 76-13, Geneva, 1976) p. 471 and references therein.
- [cla74] : R.G. Clark, L. E. Glendenin et W. L. Talbert, Jr., *Proceeding of the third IAEA Symposium on the physics and chemistry of fission*, Rochester, New York, 1973 (IAEA, Vienna, 1974), Vol2, p221
- [cle78] : T. P. Cleary, Nucl. Phys. **A301** (1978) 317
- [dau00] : J. M. Daugas et al, Phys. Let. **B476**, 213 (2000)
- [dec83] : D. J. Decman et al, Z. Phys. A **312**, 209 (1983)



- [des63]: A. de-Shalit and I. Talmi, *Nuclear Shell Theory* (Academic, New York, 1963)
- [dia99] : W.T Diamond, Nucl. Instr. and Meth. **A432** (1999) 471.
- [dob94] : J. Dobaczewski et al, Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (1994)
- [eks86] : B. Ekström *et al.*, Phys. Scr. **34**, 614 (1986)
- [eng95] : C. Engelmann et al., Z. Phys. **A352**, 351 (1995)
- [ess03] S. Essabaa et al., Nucl. Instr. and Meth. B204 (2003) 780
- [fac05] M. Facina et al à paraître NIMB (2005)
- [fra98] S. Franchoo et al. PRL **81** 3100 (1998)
- [fra01] S. Franchoo et al. PRC **64** 054308 (2001)
- [fun84] : Y. Funakoshi et al, Nucl. Phys. **A431**, 461 (1984)
- [gal78] : S. Galès et al, Phys. Rev. C **17**, 1308 (1978)
- [gel96] : R. Geller et al, Rev. Sci. Instr. **67** (1996) 1281
- [gen00] : J. Genevey et al, Eur. Phys. J. **A9**, 191 (2000)
- [gen00b] : J. Genevey et al, Eur. Phys. J. **A7**, 463 (2000)
- [gen01] : J. Genevey et al, Phys. Rev. **C63**, 054315 (2001)
- [gen02] : J. Genevey et al, Phys. Rev. **C65**, 034322 (2002)
- [gen03] : J. Genevey et al, Phys. Rev. **C67**, 054312 (2003)
- [gib03] : S. Gibouin, thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T- 03 02
- [gil74] : S. Gilad et al, Nucl. Phys. **A233**, 81 (1974)
- [glo73] D. H. Gloeckner et F. J. D. Serduke, Nucl. Phys. **A220** (1973) 477
- [gra89]: M. Graefenstedt et al, Z. Phys. A **334**, 239 (1989)
- [gra02] : H. Grawe et al, Nucl. Phys. **A704**, 211c (2002) et références incluses
- [gru70] : J. W. Grüter, K. Sistemich, P. Armbruster, J. Eidens et H. Lawin, Phys. Lett. **33B**, 474 (1970)
- [gru72] : J. W. Grüter, Jülich Report No. Jül-879-NP, 1972
- [grz98] : R. Grzywacz et al, Phys. Rev. Lett. **81**, 766 (1998)
- [grz99] : R. Grzywacz et al, Second International Conference on Fission and Neutron-rich Nuclei, St Andrew, Scotland 28<sup>th</sup> June – 2<sup>nd</sup> July, 1999, p269
- [hag70] : E. Hagebo, Proc. Intern. Conf. on *Electromagnetic isotope separators and the techniques of their applications*, Marburg, 1970 (eds. H. Wagner and W. Walcher) p 146
- [hah38] : O. Hahn et F. Strassman naturwiss, 26 (1938).
- [ham95] J.H. Hamilton et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **35** (1995) 635
- [har70] : K. Haravu et al., Phys. Rev. **C1** (1970) 938
- [hel90] M. Hellström et al., Phys. Rev. C41 (1990) 2325
- [hel02] : R. G. Helmer, Nucl. Data Sheets **95** (2002) 543
- [hen73] : E. A. Henry et al., Phys. Rev. **C7** (1973) 222
- [hel74] : S.L. Heller et J.N. Friedman, Phys. Rev. C **10**, 1509 (1974)

[hil88] : J. C. Hill et al., Vème International conference on nuclei far from stability, Rosseau Lake, Ontario, Canada 1987, AIP conference proceedings, ed~: I. S. Townen (1988)164

[hof81] : P. Hoff et B. Fogelberg, Nucl. Phys. **A368** (1981) 210

[hof84] : P. Hoff et al., Nucl. Inst. and Meth. **221** (1984) 313

[hon04] : M. Honma et al., Phys. Rev. **C69** (2004) 034335

[hos04] : F. Hosni, thèse de doctorat de l'université Paris XI, IPNO xx-04

[hot91] M.A.C. Hotchkis et al., Nucl. Phys. A530 (1991) 111

[ibr02] : F. Ibrahim et al, Eur. Phys. **A15** (2002) 357.

[ibr03] : F. Ibrahim, Yad.Fiz. 66, 1445 (2003); Phys.Atomic Nuclei 66, 1399 (2003)

[ish98] : T. Ishii at al, Phys. Rev. Lett. **81**, 4100 (1998)

[ish00] : T. Ishii at al, Phys. Rev. Lett. **84**, 39 (2000)

[ish02] : T. Ishii at al, Eur. Phys. J. **A13**, 15 (2002)

[iso00] : ISOLDE laboratory portrait, Hyp. Int. 129 (2000)

[jef] : JEF2, Joint European File, a computed file for fission data maintained by NEA

[jen77] : C. M. Jensen et al, Phys. Rev **C15** (1977) 1972

[jiw89] : X. Ji et B. H. Wildenthal, Phys. Rev. **C40**, 389 (1989)

[jok97] : A. Jokinen et al. NIM **B126** 95 (1997)

[kaf87]] : N. Kaffrel et. al, Nucl. Phys. **A470**, 141 (1987)

[kan00] : S.Kandri-Rody et al, Nucl.Instrum.Methods. **B160**, 1 (2000)

[kir76] : R. Kishner et E. Roeckl, Nucl. Instr. and Meth. **133** (1976) 187

[kra91] : K. L. Kratz et al., Z. Phys. **A340** (1991) 419

[kra93] : K.L. Kratz *et al.*, Astrophys. Journ. **403**, 216 (1993)

[kud96] Y. Kudryavtsev et al NIMB 114 350 (1996)

[lau00] : Ch. Lau, thèse de doctorat de l'université Paris Sud, IPNO xxx 2000

[lau03] : C. Lau et al. Nucl. Instr. and Meth. **B204** (2003) 246

[leb00] : J. Le Bris, <http://ipnweb.in2p3.fr/activitech/frame\ actech/html>

[led78] : Table of Isotopes, 7ème édition, M. Lederer et V. Shirley (Wiley, New York,1978).

[Les02] S.R. Leshner et al., Phys. Rev. C66 (2002) 051305(R)

[les94] : J. P. Lestone et A. Gavron, Phys. Rev. **C49** (1994) 372

[lew80] : D.A. Lewis *et al.*, Phys. Rev. C **22**, 2178 (1980)

[lhe86] : G. Lhersonneau et. al, Jülich Report No. Jül-Spez-344, 1986, p. 29

[mac86] H. Mach et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1547

[mak99] : A. Makishima et al., Phys. Rev. **C59** (1999) R2331

[mar67] : J.L. Margave (ed.), The characterizaion of high-temperaure vapors, J. Wiley & sons (1967).

[may48] : M. G. Mayer, Phys. Rev. **74**, 235 (1948)

[mei39] : L. Meitner, O.R. Frish, Nature, **143** (1939) 239

[mey85] : R. A; Meyer et al. Nucl. Phys. **A439**, 510 (1985)

[mir98] : M. Mirea et al., Il Nuovo Cimento **A111** (1998) 267

[mir03] M. Mirea et al., Nucl. Inst. Meth. **B201** (2003) 433

[mol77] : E. Moll et al., Kerntechnik **19**, 374 (1977)

[mon80] : E. Monnard, J. A. Pinston, F. Schussler, J. B. Battistuzzi, K. Kamada, H. Lawin, K. Sistemich et B. Pfeiffer, Annual Report, CEA Grenoble CEA-N-2176, 1980, p. 20

[mue99] : W. Mueller et al. Phys. Rev. Lett. **83** 3613 (1999)

[mue00] : W. Mueller et al, Phys. Rev. **C61**, 054308 (2000)

[mue00b] : A.C. Mueller et D. Guillemaud Mueller, réflexions face au soleil couchant, bretagne, 2000

[mul88] : H. W. Müller, Nucl. Data Sheets **54**, 1 (1988)

[naz84] W. Nazarevicz et al., Nucl. Phys. A429 (1984) 269

[nif97] H. Niefneker, in: T. von Egidy, F.J. Hartmann, D. Habs, K.E.G. Löbner, H. Niefnecker (Eds.), Research with Fission Fragments, World Scientific, Singapore (1997) 54

[oga02] : Yu.Ts. Oganessian et al., Nucl. Phys. **A 701** (2002) 87c

[omt91] : J. P. Omtvedt, B. Gogelberg et P. Hoff, Z. Phys. **A339** (1991) 349

[oro97] A.M. Oros et al., Nucl. Phys. A613 (1997) 209

[phi86] W.R. Philips et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3257

[paa79] : V. Paar, Nucl; Phys. **A331**, 16 (1979)

[par81] : P. Paris et al, Nucl. Instr. Meth. **186**, 91 (1981)

[pas61] : P. Pascal, Nouveau traité de chimie minérale, Tome XV, 2d fascicule, Editeur Masson & Cie (1961).

[pas67] : P. Pascal, Nouveau traité de chimie minérale, Tome XV, 4d fascicule, Editeur Masson & Cie (1967).

[pau98] : N. Pauwels, thèse de l'université paris XI, IPNO xx 1998

[paw94] : T. Pawlat et al, Nucl. Phys. **A574**, 623 (1994)

[per04] : O. Perru, Thèse de l'université Paris XI, IPNO xx-04

[pfe03] : B.Pfeiffer et al, Univ.Mainz, 2002 Ann.Rept., p.A14 (2003); IKMz 2003-1 (2003)

[pin00] : J. A. Pinston et al, Phys. Rev. **C61**, 024312 (2000)

[pin04] : J. A. Pinston et J. Genevey, J. Phys. (London) **G30**, R57 (2004)

[por96] : M.-G. Porquet et al., Workshop on the high angular momentum, Piaski, Poland (August 23-27, 1995), Acta Physica Polonica 27 (1996) 179 ;

[por96b] M.-G. Porquet et al., Acta Phys. Pol. 27 (1996) 179

[por97] : Proc. Int. Workshop on Research with Fission Fragments, Benediktbeuern, Germany, 28- 30 Oct 1996, World Scientific, Singapore (1997) 149

[por98] : M.-G. Porquet et al., International Symposium on Exotic Nuclear Shapes, Debrecen, Hungary (12-17 May 1997)

- [por98b] M.-G. Porquet et al., Proceedings of the 2nd International Workshop on Nuclear Fission and Fission product Spectroscopy, Seyssens, France (April 1998), AIP Conf. Proc., vol 447 (1998) 212
- [por99] : APH N.S. Heavy Ions Physics 7 (1998) 67
- [put81] : J. C. Putaux et al, Nucl. Instr. Meth. **186**, 321 (1981)
- [ram83] : S. Raman et al, Phys. Rev. **C28** (1983) 602
- [ram87] S. Raman et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 36 (1987) 1
- [rav87] : H.L. Ravn et al, Nucl. Inst. and Meth. **B26** (1987) 183
- [rou73] : J.P. Roux, M. Valladon, Rapport CEA-R-4424 73-02 (1973).
- [rou02] : B. Roussière, F. Ibrahim et al, Nucl. Inst. And Meth. **B194** (2002) 151
- [saw03] : M. Sawicka et al, Phys. Rev. **C68**, 044304 (2003)
- [saw04] : M. Sawicka et al, Eur. Phys. J. **A20**, 109 (2004)
- [sch96] : R. Schutz , discours à l'académie des sciences, 1896 in « les palmes de M. Schutz » de J. N. Fenwick.
- [sel76] : R ; Sellam, Thèse, Université de grenoble, 1976
- [sch68] : W. Scholtz et F.B. Malik, Phys. Rev. **176**, 1355 (1968)
- [sin92] : J. Sinatkas et al, J. Phys. **G18**, 1377 (1992)
- [sin97] : B. Singh, Nucl. Data Sheets **81**, 1 (1997)
- [sin98] : B. Singh, Nucl. Data Sheets **85** (1998) 1
- [sis86] : K. Sistemich et. al, Jülich Report No. Jül-Spez-344, 1986, p. 28
- [sor02] : O. Sorlin et al, Phys. Rev. Lett. **88**, 092501 (2002)
- [sun92] : S. Sundell et al., Nucl. Instr. and Meth. **B70** (1992) 160
- [suz74] : K. Suzuki et al, Nucl. Phys. **A228**, 513 (1974)
- [tal60] : I. Talmi et I. Unna, Nucl. Phys. **19** (1960) 225
- [thi81] : C. Thibault et al, Phys. Rev. C **23**, 2720 (1981)
- [tit81] : G; Tittel et al, Institute for Kernchemie, University of Mainz, Annual Report, 1980, p. 34
- [tul81] : J. K. Tulli, Nucl.Data Sheets **81** (1981) 331
- [tul92] : J. K. Tulli, Nucl.Data Sheets **66** (1992) 1
- [tul97] : J. K. Tuli, Nucl.Data Sheets **81** (1997) 331
- [van97] P. Van den Bergh et al. NIM B126 194 (1997)
- [ver94] L. Vermeeren et al. PRL 73 1935 (1994)
- [ver04] : D. Verney, communication privée
- [ver05] : D. Verney, F. Ibrahim et al, Eur. Phys. J. (2005), *en cours*
- [vil97] : A. C. Villari et al, Nucl. Inst. Meth. B126 (1997) 35
- [wal81] : E. Wallander, A. Nilsson et al., Nucl.Phys. **A361** (1981) 395
- [wil87] H. Willmes et al., Phys. Rev. C36 (1987) 1540
- [win87] : J.A. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 758 (1987)
- [win88] : J. A. Winger et al., Phys. Rev. **C38** (1988) 285
- [woh80] : F.K. Wohn *et al.*, Phys. Rev. C **22**, 2547 (1980)

[zen80] : M. Zendel et al, J. Inorg. Nucl. Chem. **42**, 1387 (1980)